

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Faculté de génie
Département de génie mécanique

Université Mohammed V de Rabat (Maroc)

École Normale Supérieure de l'Enseignement Technique

**DÉVELOPPEMENT, VALIDATION EXPÉRIMENTALE ET
OPTIMISATION DES TRAITEMENTS ACOUSTIQUES DES NACELLES
DE TURBORÉACTEURS SOUS HAUTS NIVEAUX ACOUSTIQUES**

Thèse de doctorat

Spécialité : Génie Mécanique

Zacharie LALY

Jury : Nouredine ATALLA (Directeur)
 Sid-Ali MESLIOUI (Évaluateur externe)
 Raymond PANNETON (Rapporteur)
 Thomas DUPONT (Évaluateur externe)
 Khalid EL BIKRI (Co-directeur)

RÉSUMÉ

La réduction des nuisances sonores des avions est aujourd'hui une préoccupation majeure pour l'environnement et l'industrie aéronautique. La technologie employée depuis des années pour la réduction de ces nuisances sonores consistant à traiter les parois internes de la nacelle des turboréacteurs au niveau de l'entrée d'air et des tuyères par des matériaux absorbants classiques appelés « liners acoustiques » offre une bande d'atténuation sonore étroite. Ce projet de recherche a pour but le développement et la validation des traitements acoustiques performants pour les nacelles des turboréacteurs, l'étude et la modélisation des liners sous hauts niveaux de champ acoustique et d'écoulement d'air rasant de vitesse élevée et finalement l'optimisation des technologies et propriétés des liners pour une meilleure réduction du bruit.

La première partie de ce projet porte sur la modélisation acoustique des liners sous hauts niveaux de pression. Un nouveau modèle d'impédance acoustique a été proposé pour les plaques micro-perforées couplées à une cavité d'air ou à un milieu poreux pour prédire leurs réponses acoustiques non linéaires. Le modèle proposé a démontré une bonne corrélation avec les tests expérimentaux et l'effet des forts niveaux de pression sur les caractéristiques acoustiques des liners a été étudié. Une analyse de sensibilité a été ensuite réalisée en utilisant les modèles d'impédance non linéaires des liners à un et deux degrés de liberté ainsi que les liners avec écrans résistifs intégrés dans la cavité d'air pour évaluer les impacts des paramètres d'entrée entre autres le diamètre de perforation, l'épaisseur de la plaque, le taux de perforation, la profondeur de la cavité, la résistance par unité de surface de l'écran, le niveau de pression et le nombre de Mach de l'écoulement d'air rasant sur l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption de ces liners.

Par ailleurs, la technologie des liners avec écrans résistifs intégrés dans la cavité d'air ou collés sur les plaques micro-perforées a été étudiée et la contribution des écrans dans l'amélioration des performances d'atténuation acoustique des liners a été démontrée numériquement et expérimentalement.

Une autre partie de cette thèse porte sur la modélisation des liners en incidence rasante. En effet, une approche analytique basée sur le développement limité en séries de Taylor a été proposée pour déterminer le nombre d'onde complexe d'une conduite acoustique traitée par les matériaux absorbants. La méthode a été validée numériquement et expérimentalement et l'effet de l'écoulement rasant sur les performances acoustiques d'une conduite traitée a été étudié.

La dernière partie de cette thèse porte sur la modélisation des traitements acoustiques en incidence oblique. Un modèle d'impédance des plaques micro-perforées a été proposé en utilisant l'approche du fluide équivalent où les paramètres tels que la tortuosité et la résistivité au passage de l'air sont corrigées pour tenir compte de l'angle d'incidence et du niveau de la pression incidente. Des tests expérimentaux réalisés en incidence oblique ont montré un bon accord avec la modélisation théorique.

Mots-clés : liners acoustiques, plaques micro-perforées, impédance acoustique, hauts niveaux de pression, absorption acoustique, écrans résistifs, incidence oblique, étude de sensibilité.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements et ma profonde gratitude à mon directeur de recherche Nouredine Atalla pour son professionnalisme, ses qualités d'encadrement, ses précieux conseils, son talent pédagogique et son ouverture d'esprit. Son assistance, sa disponibilité et son appui ont grandement contribué à la réalisation de ce travail. J'ai apprécié l'ambiance agréable de travail qu'il a créée et sa détermination constante tout au long de ce travail.

J'adresse ma profonde reconnaissance et mes remerciements à mon codirecteur Khalid EL Bikri pour la confiance qu'il m'a accordée et pour tous ses conseils.

Je remercie Pratt & Whitney Canada pour avoir financé ce projet. J'adresse mes vifs remerciements à Li-Jen Chen, Sid-Ali Meslioui et Larry Lebel de Pratt & Whitney pour leurs orientations, leurs suggestions, leurs accompagnements et toute leur disponibilité tout au long de cette thèse. Je tiens à souligner qu'ils ont suivi ces travaux jusqu'à la fin.

Je tiens à remercier le professeur Raymond Panneton pour avoir accepté d'évaluer ce travail. Je remercie également Thomas Dupont pour avoir aussi accepté d'évaluer ce travail.

Je remercie tous les membres du Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS) particulièrement Olivier Robin, Rémy Oddo, Celse Kafui Amédin, Patrick Lévesque et Chantal Simard. Mes remerciements vont à tous les amis, collègues de travail et tous les professeurs du GAUS dont les noms ne sont pas cités ici.

J'adresse mes remerciements à Morvan Ouisse pour l'étude sur la sensibilité

Enfin, je tiens à remercier les membres de ma famille pour leurs encouragements.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Mise en contexte.....	1
1.2	Problématique technologique.....	4
1.3	Problématique scientifique.....	6
1.4	Question de recherche.....	8
1.5	Objectifs.....	8
1.6	Originalité.....	9
1.7	Structure du document.....	10
2	ÉTAT DE L'ART	13
2.1	Moyens de réduction des nuisances sonores des turboréacteurs.....	13
2.2	Description et propriétés des traitements acoustiques.....	13
2.2.1	Les liners SDOF.....	14
2.2.2	Les liners DDOF.....	15
2.2.3	Les liners 3DOF.....	16
2.3	Les nouvelles technologies de Liners.....	17
2.4	Emplacements des Liners dans le turboréacteur.....	18
2.5	Les résonateurs de Helmholtz.....	19
2.5.1	Modélisation d'un résonateur de Helmholtz.....	21
2.5.2	Les corrections de col.....	22
2.6	Les modèles d'impédance acoustique des plaques micro perforées dans le régime linéaire.....	23
2.6.1	Impédance acoustique des plaques micro perforées par la théorie de Crandall.....	24
2.6.2	Modèle de Maa.....	25
2.6.3	Modèle du fluide équivalent.....	25
2.6.4	Modèle d'Allard Ingard.....	26
2.6.5	Modèle de Beranek Ingard.....	26
2.7	Les modèles d'impédance acoustique des plaques micro perforées dans le régime non linéaire	27
2.8	Les méthodes et moyens de mesure des traitements acoustiques.....	28
2.8.1	Le tube d'impédance.....	28
2.8.2	Les méthodes de mesure d'impédance avec écoulement rasant.....	29
2.8.2.1	Méthode de mesure à deux microphones.....	29
2.8.2.2	Banc de l'ONERA utilisant la Vélocimétrie Laser Doppler... ..	30
2.8.2.3	Banc de l'Université de Maine.....	31
2.8.2.4	Banc du KTH.....	31
2.8.2.5	Le banc de mesure IMPEC d'Airbus.....	32

2.8.2.6 Les bancs de la NASA.....	33
2.8.2.7 Le banc de mesure du NLR.....	34

3 MODÉLISATION ACOUSTIQUE DES SYSTÈMES ABSORBANTS CONSTITUÉS DE PLAQUES MICRO-PERFORÉES SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION 35

3.1 Avant-propos.....	35
3.2 Abstract.....	37
3.3 Introduction.....	38
3.4 Review of acoustic impedance models of MPP at high SPL.....	40
3.5 The proposed impedance model.....	44
3.6 Comparison with existing models.....	51
3.7 Validation with measurements.....	52
3.7.1 Comparison of the model with literature data.....	52
3.7.2 Validation with own measurements.....	54
3.8 MPP in contact with porous mediums.....	59
3.9 Effect of the SPL.....	67
3.10 Conclusion.....	72
3.11 Acknowledgments.....	73

4 ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DES MODÈLES DE LINERS SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION ACOUSTIQUE 74

4.1 Avant-propos.....	74
4.2 Abstract.....	76
4.3 Introduction.....	77
4.4 Acoustic impedance models of MPP in the nonlinear regime.....	78
4.5 Sensitivity analysis of MPP absorbers model at higher pressure levels.....	80
4.5.1 Review of sensitivity analysis methods	80
4.5.2 Results of sensitivity analysis for MPP absorbers models.....	82
4.5.2.1 Single degree of freedom MPP absorber.....	82
4.5.2.2 Double degree of freedom MPP absorber.....	96
4.6 Dimensionless analysis at high SPL.....	101
4.6.1 Dimensionless formulation of the acoustic impedance model of MPP at high SPL.....	101
4.6.2 Parametric analysis.....	102
4.7 Sensitivity analysis using dimensionless parameters.....	104
4.8 Conclusion.....	107
4.9 Acknowledgments.....	107

5 ANALYSE DE SENSIBILITÉ DES MODÈLES DE LINERS SOUS ÉCOULEMENT RASANT ET HAUTS NIVEAUX DE PRESSION 108

5.1	Avant-propos.....	108
5.2	Abstract.....	110
5.3	Introduction.....	111
5.4	Acoustic impedance models of MPP under grazing flow and high SPL.....	113
5.4.1	Present models.....	115
5.4.1.1	Model 1.....	115
5.4.1.2	Model 2.....	115
5.4.1.3	Model 3.....	116
5.4.1.4	Equivalent fluid method.....	117
5.4.2	Numerical validation.....	119
5.5	Parametric analysis.....	121
5.6	Sensitivity analysis under grazing flow and high SPL.....	126
5.7	Dimensionless formulation and sensitivity analysis.....	135
5.8	Sensitivity analysis using dimensionless formulation.....	139
5.9	Conclusion.....	143
5.10	Acknowledgment.....	143

6 DÉVELOPPEMENT DES TECHNOLOGIES DES LINERS AVEC ÉCRANS RÉSISTIFS 144

6.1	Avant-propos.....	144
6.2	Abstract.....	146
6.3	Introduction.....	147
6.4	Modeling of MPP absorber with resistive screen.....	148
6.5	Comparison with experiment.....	152
6.6	Improvement of MPP absorber performance using resistive screen.....	155
6.7	Dimensionless analysis of acoustic properties of MPP absorber at high SPL.....	164
6.8	Sensitivity analysis.....	171
6.9	Conclusion.....	178
6.10	Acknowledgment.....	178

7 COMPLÉMENTS SUR LA MODÉLISATION DES LINERS SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION ACOUSTIQUE 179

7.1	Modélisation acoustique des plaques micro-perforées.....	179
7.2	Études paramétriques sur le liner SDOF.....	183
7.3	Études expérimentales sur l'effet du SPL.....	186
7.4	Études des paramètres critiques des systèmes absorbants micro-perforés...	190
7.4.1	Nombre de Mach critique de l'orifice de la plaque.....	190
7.4.2	Le taux de perforation critique de la plaque.....	196

7.5	Méthode de modélisations des liners DDOF.....	200
7.5.1	La méthode du Circuit Équivalent.....	201
7.5.2	La méthode de matrice de transfert.....	202
7.5.3	La méthode d'impédance de transfert.....	202
7.5.4	Comparaison des méthodes.....	205
7.6	Études paramétriques sur le liner DDOF.....	206
7.6.1	Étude sur le taux de perforation.....	206
7.6.2	Étude sur la position de la plaque intermédiaire.....	210
7.6.3	Étude sur les diamètres de perforation des plaques.....	211
7.7	Étude dans le cas linéaire sur les liners comportant des écrans résistifs.....	213
7.7.1	Liner avec écran résistif collé sur la plaque.....	213
7.7.2	Liner avec écran résistif inséré dans la cavité d'air.....	215
7.7.2.1	Effet de la position de l'écran.....	216
7.7.2.2	Effet des paramètres de l'écran.....	216
7.7.2.3	Effet des paramètres de la plaque.....	217
7.7.3	Liners multicouches avec écrans résistif.....	218
7.8	Étude sur les liners avec écrans résistifs pour les hauts niveaux de pression acoustique.....	219
7.9	Conclusion.....	221

8 MODÉLISATION DES CONDUITES TRAITÉES AVEC ÉCOULEMENT UNIFORME 223

8.1	Avant-propos.....	223
8.2	Abstract.....	224
8.3	INTRODUCTION.....	224
8.4	MODELING OF ACOUSTIC LINED DUCT BY AN ANALYTICAL METHOD.....	225
8.5	VALIDATION OF THE PROPOSED METHOD.....	228
8.5.1	Comparison with experiment without air flow.....	228
8.5.2	Comparison for a lined duct with mean flow.....	233
8.6	CONCLUSION.....	240
8.7	ACKNOWLEDGMENT.....	240

9 MODÉLISATION DES TRAITEMENTS ACOUSTIQUES SOUS INCIDENCE OBLIQUE 241

9.1	Impédance de surface d'un matériau poreux sous incidence oblique.....	241
9.2	Réflexion à la surface d'un matériau à réaction localisée.....	246
9.3	Impédance non linéaire des plaques micro-perforées sous incidence oblique par la méthode du fluide équivalent.....	248

9.4	Étude expérimentale en incidence oblique.....	252
9.4.1	Description de la méthode de mesure.....	252
9.4.2	Les matériels de mesure.....	254
9.4.3	Mesure de la directivité du monopole.....	256
9.4.4	Mesure en incidence oblique avec le monopole.....	260
9.4.5	Tests de Nida sur fond rigide avec le monopole.....	262
9.4.6	Tests de Nida avec écran couplé sur fond rigide avec le monopole....	267
9.5	Mesure en incidence oblique avec le haut-parleur paramétrique.....	270
9.5.1	Étude de la direction du faisceau.....	270
9.5.2	Tests de Nida avec écran couplé sur fond rigide.....	272
9.5.3	Tests de Nida sur fond rigide avec le haut-parleur paramétrique.....	274
9.5.4	Tests de Nida en incidence oblique avec haut-parleur paramétrique....	276
9.6	Conclusion.....	278
10	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	279
10.1	Bilan des travaux.....	279
10.2	Perspectives.....	283
	ANNEXE 1	285
	Développement d'un code de simulation des liners.....	285
	ANNEXE 2	291
B.1	Banc de test G2F2 (GAUS Grazing Flow Facility).....	291
B.2	Mesure de la résistance à l'écoulement des plaques micro-perforées et des écrans.....	294
B.3	Complément au chapitre 6.....	296
B.4	Propagation acoustique dans une conduite traitée.....	298
B.4.1	Les modèles de condition aux limites avec écoulement.....	298
B.4.1.1	Condition limite d'Ingard-Myers.....	298
B.4.1.2	Condition limite de Brambley.....	300
B.4.1.3	Condition limite de Rienstra et Darau.....	301
B.4.1.4	Condition limite d'Auregan et al.....	301
	LISTE DES RÉFÉRENCES	303

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Vue en coupe d'un turboréacteur.....	2
Figure 1.2	Sources de bruit de turboréacteurs.....	2
Figure 1.3	Contributions des différents types de bruit en phase de décollage.....	3
Figure 1.4	Contributions des différents types de bruit en phase d'atterrissage.....	3
Figure 1.5	Liner avec écran poreux au sein des Nidas.....	5
Figure 1.6	Coefficient d'absorption d'un liner.....	7
Figure 2.1	Nacelle d'un avion traitée par des Liners	13
Figure 2.2	Matériau à réaction localisée	14
Figure 2.3	Liners acoustiques SDOF.....	15
Figure 2.4	Liner acoustique à deux degrés de liberté.....	16
Figure 2.5	Liner acoustique à trois degrés de liberté.....	16
Figure 2.6	Liner avec écran résistif.....	17
Figure 2.7	Liners avec les Nidas séparés par un septum.....	18
Figure 2.8	Liner de «Hexcel Corporation».....	18
Figure 2.9	Emplacements des liners dans un réacteur standard.....	19
Figure 2.10	Les types de liners et leur emplacement dans la nacelle.....	19
Figure 2.11	Premiers résonateurs de Helmholtz.....	20
Figure 2.12	Résonateur de Helmholtz.....	20
Figure 2.13	Modélisation du résonateur comme système masse-ressort-amortissement..	21
Figure 2.14	: Plaque micro perforée couplée à la cavité d'air.....	24
Figure 2.15	: Évolution du champ de vitesse et des lignes de champ associées.....	28
Figure 2.16	: Tube d'impédance.....	29
Figure 2.17	: Méthode à deux microphones avec écoulement.....	30
Figure 2.18	: Schéma d'ensemble du banc B2A.....	31
Figure 2.19	: Banc d'essai de l'Université du Maine.....	31
Figure 2.20	: Banc de mesure de KTH.....	32
Figure 2.21	: Banc d'essai IMPEC d'Airbus.....	33
Figure 2.22	: Schéma 2D du banc d'essai NASA-FIT.....	33
Figure 2.23	: Schéma 2D du banc d'essai NASA-GIT.....	34
Figure 2.24	: Banc d'essai du NLR.....	34
Figure 3.1	Micro-perforated panel backed by air cavity.....	42
Figure 3.2	Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=6%): (a) surface plot, (b) contour plot.....	50
Figure 3.3	Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=110 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.25 mm, POA=2.8%, depth of cavity=30 mm)..	51
Figure 3.4	Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=135 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=4.17%, depth of cavity=40 mm)..	51

Figure 3.5 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=143 dB, thickness=0.8 mm, hole diameter=1.2 mm, POA=5.23%, depth of cavity=28 mm)..	52
Figure 3.6 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=150 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=1.2 mm, POA=7.2%, depth of cavity=43 mm)...	52
Figure 3.7 Normal incidence sound absorption coefficient comparison of MPP absorber at 115 dB (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5.14%, depth of cavity=100 mm).....	53
Figure 3.8 Normal incidence sound absorption coefficient comparison of MPP absorber at 143 dB (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5.14%, depth of cavity=100 mm).....	53
Figure 3.9 Normalized surface impedance of MPP absorber at 144.3 dB (thickness=0.305 mm, hole diameter=0.508 mm, POA=8%, depth of cavity=12.7 mm).....	54
Figure 3.10 Schematic diagram of the impedance tube.....	55
Figure 3.11 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #1 (thickness=0.86 mm, hole diameter=1.517 mm, POA=5.23%, depth of cavity=25 mm) at 125 dB and 150 dB.....	56
Figure 3.12 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #2 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.38 mm, POA=4.9%, depth of cavity=30 mm) at 140 dB.....	56
Figure 3.13 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP # 2 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.38 mm, POA=4.9%, depth of cavity=30 mm) at 150 dB.....	57
Figure 3.14 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #3 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.43 mm, POA=7.54%, depth of cavity=17.5 mm) at 150 dB.....	57
Figure 3.15 Double layer micro-perforated panel absorber.....	58
Figure 3.16 Normal incidence sound absorption coefficient of a double layer MPP absorber.....	58
Figure 3.17 MPP in contact with porous materials.....	59
Figure 3.18 Normalized surface impedance of the porous material for various SPL....	61
Figure 3.19 Normal incidence sound absorption coefficient of the porous material for various SPL.....	62
Figure 3.20 Normalized surface impedance of MPP backed by porous material at 90 dB: (a) normalized resistance, (b) normalized reactance.....	62
Figure 3.21 Normalized surface impedance of MPP backed by porous material at 120 dB: (a) normalized resistance, (b) normalized reactance.....	63
Figure 3.22 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by porous material: (a) 90 dB, (b) 120 dB.....	63
Figure 3.23 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by porous material at 130 dB.....	64

Figure 3.24 Normal incidence sound absorption coefficient of MPPs backed by porous materials at 150 dB.....	65
Figure 3.25 Micro-perforated panel backed by resistive screen.....	65
Figure 3.26 Normalized surface impedance of MPP backed by resistive screen at 150 dB.....	66
Figure 3.27 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by resistive screen at 150 dB.....	66
Figure 3.28 The tortuosity of the MPP (thickness=1.0 mm, hole diameter=0.8 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	67
Figure 3.29 The flow resistivity of the MPP (thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, POA=1.8%).....	68
Figure 3.30 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, thickness=1.0 mm, POA=5.3%, depth of cavity=30 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	68
Figure 3.31 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=135 dB, thickness=1.0 mm, POA=5.3%, depth of cavity=30 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	69
Figure 3.32 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, POA=3.8%, depth of cavity=40 mm): (a) f=800 Hz, (b) f=1000 Hz, (c) f=1200 Hz, (d) f=1800 Hz.....	70
Figure 3.33 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, POA=3.8%, depth of cavity=40 mm): (a) f=800 Hz, (b) f=1000 Hz, (c) f=1200 Hz, (d) f=1800 Hz.....	70
Figure 3.34 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, thickness=1.0 mm, depth of cavity=35 mm): (a) f=1000 Hz, (b) f=1200 Hz, (c) f=1500 Hz, (d) f=2000 Hz.....	71
Figure 3.35 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=143 dB, thickness=1.0 mm, depth of cavity=35 mm): (a) f=1000 Hz, (b) f=1200 Hz, (c) f=1500 Hz, (d) f=2000 Hz.....	72
Figure 4.1 Micro perforated panel absorber.....	78
Figure 4.2 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=90 dB.....	83
Figure 4.3 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=90 dB.....	83
Figure 4.4 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=90 dB.....	83

Figure 4.5 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=90 dB.....	84
Figure 4.6 Normalized acoustic resistance of micro perforated panel absorber (SPL=90 dB, hole diameter=1.0 mm, thickness=1.0 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	85
Figure 4.7 Normalized acoustic resistance of micro perforated panel absorber (SPL=90 dB, POA=5%, thickness=1.0 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	85
Figure 4.8 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values, SPL=90 dB.....	87
Figure 4.9 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance.....	88
Figure 4.10 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance.....	88
Figure 4.11 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=120 dB.....	89
Figure 4.12 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=120 dB.....	89
Figure 4.13 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=120 dB.....	89
Figure 4.14 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=120 dB.....	90
Figure 4.15 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=150 dB.....	90
Figure 4.16 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 120 dB.....	91
Figure 4.17 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 150 dB.....	92
Figure 4.18 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=100 dB.....	93
Figure 4.19 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=100 dB.....	93
Figure 4.20 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=100 dB.....	93

Figure 4.21 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal =100 dB.....	94
Figure 4.22 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=130 dB.....	94
Figure 4.23 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=130 dB.....	95
Figure 4.24 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.....	95
Figure 4.25 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.....	96
Figure 4.26 Double layer MPP absorber.....	96
Figure 4.27 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=100 dB.....	97
Figure 4.28 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=100 dB.....	98
Figure 4.29 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=100 dB.....	98
Figure 4.30 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=145 dB.....	99
Figure 4.31 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=145 dB.....	99
Figure 4.32 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=145 dB.....	99
Figure 4.33 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, SPL=145 dB.....	100
Figure 4.34 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, SPL nominal=120 dB....	100
Figure 4.35 The orifice Mach number M_a for POA = 5%.....	102

Figure 4.36 Normalized resistance of micro perforated panel ($D^* = 30, d^* = 1$): (a) POA=1.4%, (b) POA=5.3%.....	103
Figure 4.37 Sound absorption coefficient of MPP absorber (POA=1.4%, $D^* = 30, d^* = 1$) : (a) surface plot, (b) contour plot.....	103
Figure 4.38 Sound absorption coefficient of MPP absorber (POA=5.3%, $D^* = 30, d^* = 1$) : (a) surface plot, (b) contour plot.....	103
Figure 4.39 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, Ma=0.1.....	105
Figure 4.40 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, Ma nominal=0.1.....	105
Figure 4.41 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, Ma=0.08.....	106
Figure. 5.1 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=110 dB, M=0.1, thickness =1 mm, hole diameter=0.6 mm, perforation ratio=3.8%, depth of cavity=20 mm).....	120
Figure 5.2 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=120 dB, M=0.15, thickness =1 mm, hole diameter=1 mm, perforation ratio=4.7%, depth of cavity=40 mm).....	120
Figure 5.3 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=130 dB, M=0.25, thickness=1 mm, hole diameter=0.8 mm, perforation ratio=5%, depth of cavity=25 mm).....	120
Figure 5.4 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=140 dB, M=0.3, thickness=0.8 mm, hole diameter=1.2 mm, perforation ratio=6%, depth of cavity=30 mm).....	121
Figure 5.5 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=145 dB, M=0.2, thickness=1.5 mm, hole diameter=1.5 mm, perforation ratio=5.6%, depth of cavity=28 mm).....	121
Figure 5.6 The tortuosity of the micro perforated panel (thickness=1 mm, hole diameter=0.8 mm, perforation ratio=2.14%): (a) surface plot, (b) contour plot.....	122
Figure 5.7 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (thickness =1 mm, perforation ratio=2.8%, depth of cavity=30 mm), (a) SPL=100 dB, M=0; (b) SPL=100 dB, M=0.1; (c) SPL=130 dB, M=0; (d) SPL=130 dB, M=0.1.....	123
Figure 5.8 Normalized acoustic resistance of MPP absorber ($t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) M=0, (b) M=0.1, (c) M=0.2.....	124
Figure 5.9 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (M=0, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	124
Figure 5.10 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (M=0.1, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	124

Figure 5.11 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0.2$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	125
Figure 5.12 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0.53$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm).....	126
Figure 5.13 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=110 dB.....	128
Figure 5.14 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=110 dB.....	128
Figure 5.15 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=110 dB.....	128
Figure 5.16 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=110 dB.....	129
Figure 5.17 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 110 dB.....	130
Figure 5.18 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL =110 dB.....	130
Figure 5.19 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 130 dB.....	131
Figure 5.20 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=130 dB.....	132
Figure 5.21 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=130 dB.....	132
Figure 5.22 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.....	132
Figure 5.23 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.....	133
Figure 5.24 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant nominal SPL of 130 dB.....	133
Figure 5.25 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient.....	134

Figure 5.26 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.....	134
Figure 5.27 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, $M_a = 0$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	136
Figure 5.28 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, $M_a = 0.1$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	137
Figure 5.29 The tortuosity of the MPP (POA=5%, $M_a = 0$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	137
Figure 5.30 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, POA=5%): (a) surface plot, (b) contour plot.....	138
Figure 5.31 Sound absorption coefficient ($M_a = 0$, $M = 0$, POA = 5%, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	138
Figure 5.32 Sound absorption coefficient ($M_a = 0.02$, $M = 0.1$, POA = 5%, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	139
Figure 5.33 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber for $M_a = 0$	140
Figure 5.34 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for $M_a = 0$	140
Figure 5.35 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber, $M_a = 0.06$	141
Figure 5.36 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber.....	142
Figure 5.37 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.....	142
Figure 6.1 Micro-perforated panel absorber with an embedded resistive screen.....	149
Figure 6.2 Schematic of the impedance tube for the measurement.....	152
Figure 6.3 Normal incidence sound absorption coefficient of resistive screen backed by air cavity.....	153
Figure 6.4 Normalized surface impedance of MPP absorber with an embedded resistive screen.....	154
Figure 6.5 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber with resistive screen.....	154
Figure 6.6 Normalized acoustic resistance of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.....	155
Figure 6.7 Normalized acoustic reactance of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.....	156

Figure 6.8 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.....	156
Figure 6.9 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.....	157
Figure 6.10 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.....	158
Figure 6.11 Micro-perforated panel backed by resistive screen and air cavity.....	159
Figure 6.12 Normalized acoustic resistance of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB.....	160
Figure 6.13 Normalized acoustic reactance of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB.....	160
Figure 6.14 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.....	161
Figure 6.15 Normalized acoustic resistance of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=150 dB.....	162
Figure 6.16 Normalized acoustic reactance of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=150 dB.....	162
Figure 6.17 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.....	163
Figure 6.18 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) No screen, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.....	163
Figure 6.19 The tortuosity of the MPP: (a) surface plot, (b) contour plot.....	166
Figure 6.20 The tortuosity of the MPP with POA of 5%: (a) surface plot, (b) contour plot.....	166
Figure 6.21 The resistance per unit area of the MPP (POA =5%).....	167
Figure 6.22 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber ($M_a=0$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	167
Figure 6.23 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber ($M_a=0.1$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	168
Figure 6.24 Sound absorption coefficient of MPP absorber ($M_a=0$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	169
Figure 6.25 Sound absorption coefficient of MPP absorber ($M_a=0.08$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	169
Figure 6.26 Sound absorption coefficient ($M_a=0$, POA = 8%, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	170
Figure 6.27 Sound absorption coefficient ($M_a=0.08$, POA = 8%, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.....	170
Figure 6.28 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance.....	172

Figure 6.29 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance.....	172
Figure 6.30 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner.....	173
Figure 6.31 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.....	174
Figure 6.32 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner ($M_a=0.1$).....	175
Figure 6.33 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values ($M_a=0.1$).....	175
Figure 6.34 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner (higher <i>RPA</i>).....	176
Figure 6.35 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values (higher <i>RPA</i>).....	176
Figure 6.36 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner (M_a variable).....	177
Figure 6.37 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values (M_a variable).....	177
Figure 7.1 Liner SDOF.....	179
Figure 7.2 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=130 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.5 mm, POA=3%, depth of cavity=30 mm)....	182
Figure 7.3 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.5 mm, POA=4%, depth of cavity=30 mm)....	182
Figure 7.4 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=145 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5%, depth of cavity=40 mm)....	183
Figure 7.5 Normalized specific acoustic resistance of MPP absorber (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, perforation ratio=4.5%): (a) surface plot, (b) contour plot.....	184
Figure 7.6 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, perforation ratio=4.5%, cavity depth=25 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	184
Figure 7.7 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=110 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, depth of cavity=28 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	185
Figure 7.8 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=140 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, depth of cavity=28 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.....	186
Figure 7.9 (a) Tube d'impédance à forts niveaux de pression.....	187
Figure 7.9 (b) Exemple de liner monté dans le tube d'impédance.....	187

Figure 7.10 Normalized surface impedance of single layer MPP absorber for different SPL (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.35 mm, perforation ratio=6.72%, depth of cavity=32 mm).....	188
Figure 7.11 Normal incidence absorption coefficient of single layer MPP absorber for different SPL (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.35 mm, perforation ratio=6.72%, depth of cavity=32 mm).....	188
Figure 7.12 Normal incidence absorption coefficient of double layer MPP absorber for different SPL.....	189
Figure 7.13 Normal incidence absorption coefficient of triple layer MPP absorber for different SPL.....	190
Figure 7.14 Sound absorption coefficient with respect to the orifice Mach number.....	192
Figure 7.15 Sound absorption coefficient of the liner.....	193
Figure 7.16 Critical orifice Mach number of MPP, hole diameter=1 mm, thickness=1 mm: (a) surface plot, (b) contour plot.....	195
Figure 7.17 Orifice Mach number : (a) surface plot, (b) contour plot.....	195
Fig 7.18 Critical perforation ratio of MPP, thickness=1 mm, $M_a = 0.1$	198
Figure 7.19 Maximum absorption coefficient, hole diameter=1 mm, thickness=1 mm, SPL=140 dB.....	198
Figure 7.20 Maximum absorption coefficient, hole diameter =1 mm, thickness=1 mm, POA=5%.....	199
Figure 7.21 : Indices de sensibilité du premier ordre pour SPL=100 dB.....	200
Figure 7.22 Liner à deux degrés de liberté (DDOF).....	200
Figure 7.23 Schéma électrique équivalent représentant un liner DDOF.....	201
Figure 7.24 Propagation d'onde à travers le Liner DDOF.....	203
Figure 7.25 Coefficient d'absorption du liner DDOF pour $d_1=d_2=0.5\text{mm}$, $h_1=h_2=1\text{mm}$; $\phi_1 = \phi_2 = 3\%$, $D_1=D_2=15\text{mm}$	206
Figure 7.26 Coefficient d'absorption pour $d_1=d_2=0.25\text{ mm}$, $h_1=h_2=1\text{ mm}$; $\phi_1 = \phi_2 = 6\%$, $D_1=15\text{ mm}$, $D_2=20\text{ mm}$	206
Figure 7.27 Schéma d'un liner DDOF.....	207
Figure 7.28 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 120 dB, $h_1=h_2=1\text{ mm}$, $d_2=0.5\text{ mm}$, $d_1=1\text{ mm}$, $D_1=D_2=15\text{ mm}$) : (a) $\phi_1 = 1.8\%$, (b) $\phi_1 = 8\%$	207
Figure 7.29 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 130 dB, $t_1=t_2=1\text{ mm}$, $d_2=1.2\text{ mm}$, $d_1=1.5\text{ mm}$, $D_1=D_2=15\text{ mm}$) : (a) $\phi_1 = 2\%$, (b) $\phi_1 = 6\%$	208
Figure 7.30 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 143 dB, $t_1=t_2=1\text{ mm}$, $d_2=1\text{ mm}$, $d_1=1\text{ mm}$, $D_1=D_2=15\text{ mm}$) : (a) $\phi_1 = 1.6\%$, (b) $\phi_1 = 5.3\%$	208
Figure 7.31 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 120 dB, $t_1=t_2=1\text{ mm}$, $d_2=1\text{ mm}$, $d_1=0.5\text{ mm}$, $D_1=D_2=15\text{ mm}$) : (a) $\phi_2 = 1.8\%$, (b) $\phi_2 = 3.8\%$	209

Figure 7.32 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 140 dB, $t_1=t_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=1$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_2 = 1.6\%$, (b) $\phi_2 = 6\%$	209
Figure 7.33 Liner DDOF.....	210
Figure 7.34 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=130 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=0.8$ mm, $\phi_2=5.3\%$, $\phi_1=2.8\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.....	211
Figure 7.35 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=140 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $d_1=d_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=6.2\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.....	211
Figure 7.36 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=110 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=5\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.....	212
Figure 7.37 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=140 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=5\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.....	212
Figure 7.38 Liner avec écran résistif collé sur la plaque.....	213
Figure 7.39 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (a): MPP ($d=1$ mm, $h=1$ mm, POA=6%), screen ($\sigma_e=275000$ N.s/m ⁴ , $t=0.4$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³); (b): MPP ($d=0.6$ mm, $h=1$ mm, POA=4.5%), screen ($\phi_e=30\%$, $t=0.4$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³), depth of cavity=20 mm.....	214
Figure 7.40 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (MPP : $d=0.8$ mm, $h=1$ mm); screen ($\sigma_e=250000$ N.s/m ⁴ , $t=0.4$ mm, $\phi_e=35\%$ et $\rho=125$ Kg/m ³), depth of cavity=20 mm.....	215
Figure 7.41 Liner avec écran résistif.....	215
Figure 7.42 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (MPP : $d=1.2$ mm, $h=1$ mm, POA=12%), screen ($\sigma_e=850000$ N.s/m ⁴ , $t=0.5$ mm, $\phi_e=25\%$ et $\rho=125$ Kg/m ³).....	216
Figure 7.43 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; MPP ($d=1$ mm, $h=1$ mm, POA=10%), (a): screen ($\sigma_e=650000$ N.s/m ⁴ , $\phi_e=40\%$ et $\rho=125$ Kg/m ³); (b): screen ($\phi_e=35\%$, $t=0.5$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³), $L=40$ mm et $D=20$ mm.....	217
Figure 7.44 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screen ($\sigma_e=775000$ N.s/m ⁴ , $\phi_e=30\%$, $t=0.5$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³), (a): MPP ($d=1$ mm, $h=1$ mm), (b): MPP ($d=1$ mm, POA=8%) , $L=40$ mm et $D=20$ mm.....	217
Figure 7.45 liners multicouches avec écrans résistifs.....	218
Figure 7.46 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screens ($\sigma_e=650000$ N.s/m ⁴ , $\phi_e=25\%$, $t=0.5$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³), MPP ($d=1.2$ mm, $h=1$ mm), $D=10$ mm, $h=20$ mm et $L=30$ mm.....	218
Figure 7.47 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screens ($\sigma_e=580000$ N.s/m ⁴ , $\phi_e=30\%$, $t=0.5$ mm et $\rho=125$ Kg/m ³), MPP ($d=1$ mm, $h=1$ mm), $L=40$ mm, $D_1=D_2=D_3=10$ mm.....	219
Figure 7.48 Normalized acoustic resistance of the liner with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot.....	220
Figure 7.49 Normal incidence sound absorption coefficient of the liner with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot.....	220

Figure 7.50 Normal incidence sound absorption coefficient of the liner without resistive screen, SPL=140 dB.....	220
Figure 7.51 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot.....	221
Figure 8.1 Rectangular lined duct with grazing air flow.....	226
Figure 8.2 Experimental set up for four-microphone measurement.....	228
Figure 8.3 Comparison of measured and estimated transfer matrix of the duct lined with a porous foam.....	230
Figure 8.4 Comparison of measured and estimated transfer matrix of the duct lined with a micro-perforated panel absorber.....	231
Figure 7.5 Transmission loss of the lined duct.....	232
Figure 8.6 Sound absorption coefficient of the lined duct.....	232
Figure 8.7 Schematic view of the lined duct.....	233
Figure 8.8 Transfer matrix of the duct with a micro-perforated panel absorber, $M=0.1$...	234
Figure 8.9 Comparison of the transmission loss.....	235
Figure 8.10 Acoustic duct with mean flow.....	236
Figure 8.11 Amplitude of sound pressure at $z = 0.12$ m, $Z_T = \infty$	238
Figure 8.12 Amplitude of sound pressure, $Z_T = \infty$	238
Figure 8.13 Transmission Loss in the presence of air flow.....	239
Figure 8.14 Sound absorption coefficient in the presence of air flow.....	239
Figure 9.1 Réflexion et réfraction d'une onde plane sur une surface séparant deux milieux.....	241
Figure 9.2 Propagation d'onde dans un matériau avec angle θ	242
Figure 9.3 Onde acoustique au sein d'un matériau sous incidence oblique.....	243
Figure 9.4 Onde acoustique sous incidence oblique sur la surface d'un matériau.....	244
Figure 9.5 Résistance spécifique normalisée du matériau sous incidence oblique.....	245
Figure 9.6 Réactance spécifique normalisée du matériau sous incidence oblique.....	245
Figure 9.7 Coefficient d'absorption du matériau sous incidence oblique.....	245
Figure 9.8 Propagation d'onde dans un matériau à réaction localisée.....	246
Figure 9.9 Liner acoustique.....	247
Figure 9.10 Onde acoustique dans une cavité sous incidence oblique.....	247
Figure 9.11 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=110 dB, thickness=1mm, $d=0.4$ mm, POA=2%, $D=25$ mm).....	250
Figure 9.12 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=130 dB, thickness =1mm, hole diameter=1 mm, POA=3%, $D=25$ mm).....	250
Figure 9.13 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=150 dB, thickness=1mm, hole diameter =1 mm, POA=6%, $D=25$ mm).....	251
Figure 9.14 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=110 dB, thickness=1mm, hole diameter=1 mm, POA=3%, $D=25$ mm).....	251

Figure 9.15 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=150 dB, thickness=1mm, hole diameter=1 mm, POA=5%, D=25 mm).....	252
Figure 9.16 Description de la méthode de mesure.....	253
Figure 9.17 Le monopole.....	254
Figure 9.18 Système d'acquisition et l'amplificateur.....	254
Figure 9.19 Échantillon de matériau à tester avec les micros.....	255
Figure 9.20 Montage dans la salle anéchoïque.....	255
Figure 9.21 Schéma pour la directivité du monopole.....	256
Figure 9.22 Montage pour la mesure de la directivité du monopole.....	256
Figure 9.23 Amplitude de G	257
Figure 9.24 Phase de G	257
Figure 9.25(a) Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $f=200$ Hz, $f=500$ Hz, $f=800$ Hz et $f=1200$ Hz.....	258
Figure 9.25(b) Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $f=1600$ Hz, $f=2000$ Hz, $f=2400$ Hz et $f=3800$ Hz.....	259
Figure 9.26 Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $R=60$ cm.....	260
Figure 9.27 Position du monopole en incidence oblique.....	261
Figure 9.28 Montage du monopole pour les tests en incidence oblique.....	261
Figure 9.29 Échantillon de mesure (nida).....	262
Figure 9.30 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 2.54$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	262
Figure 9.31 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 2.54$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	263
Figure 9.32 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.8$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	263
Figure 9.33 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.8$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	264
Figure 9.34 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.15$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	264
Figure 9.35 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.15$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	265
Figure 9.36 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	265
Figure 9.37 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	266
Figure 9.38 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	266
Figure 9.39 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	266
Figure 9.40 Écran résistif couplé au nida pour test.....	267

Figure 9.41 Résistivimètre.....	268
Figure 9.42 Niveau de pression des trois micros avec le monopole.....	268
Figure 9.43 Impédance de surface du matériau pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.2$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	269
Figure 9.44 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.2$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	269
Figure 9.45 Haut-parleur paramétrique avec l'amplificateur.....	270
Figure 9.46 Direction du faisceau du haut-parleur.....	271
Figure 9.47 Niveau de pression en fonction de la position du micro.....	271
Figure 9.48 Mesure avec haut-parleur paramétrique.....	272
Figure 9.49 Niveaux de pression au niveau des trois micros : (a) $H=1$ m, (b) $H=2$ m...	273
Figure 9.50 Impédance de surface de l'écran couplé au nida : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	273
Figure 9.51 Coefficient de réflexion de l'écran couplé au nida : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	274
Figure 9.52 Niveaux de pression au niveau des trois micros pour $H=1$ m.....	274
Figure 9.53 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	275
Figure 9.54 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	275
Figure 9.55 Position du haut-parleur paramétrique en incidence oblique.....	276
Figure 9.56 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	276
Figure 9.57 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	277
Figure 9.58 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 20^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	277
Figure 9.59 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 20^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	277
Figure 9.60 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	278
Figure 9.61 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.....	278
Figure A.1 Code Liner.....	285
Figure A.2 Simulation du liner SDOF.....	286
Figure A.3 Copie d'une figure.....	286
Figure A.4 Menu du code.....	287
Figure A.5 Caractérisation des liners.....	287
Figure A.6 Simulation du liner SDOF avec écran résistif intégré.....	287
Figure A.7 Étude paraétrique sur le liner SDOF.....	288

Figure A.8 Étude de sensibilité.....	289
Figure A.9 optimisation du liner SDOF.....	290
Figure B.1 Banc de test G2F2.....	291
Figure B.2 : Schéma de montage du banc de test G2F2.....	292
Figure B.3 Haut-parleur sur le banc G2F2.....	292
Figure B.4 Section pour l'échantillon.....	293
Figure B.5 Terminaison anéchoïque.....	293
Figure B.6 Exemples d'échantillons.....	293
Figure B.7 Résistivimètre à hauts débits.....	294
Figure B.8 Plaque micro-perforée.....	295
Figure B.9 Résistance normalisée de la plaque micro-perforée.....	295
Figure B.10 Résistivité de la plaque micro-perforée.....	296
Figure B.11 Matrice de transfert.....	297
Figure B.12 Perte par transmission.....	298
Figure B.13 Propagation dans une conduite avec écoulement.....	299
Figure B.14 Épaisseur de la couche limite.....	300
Figure B.15 Coefficient d'absorption (Matériau: $\sigma = 30500 \text{ N.s/m}^4$, D=4cm), f=2000 Hz.....	301
Figure B.16 Coefficient d'absorption pour M=0.25, D=4cm).....	302
Figure B.17 Coefficient d'absorption pour SPL = 120 dB, M = 0.25.....	302

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 Geometric parameters of the single MPP absorber for the measurement.....	56
Tableau 4.1 Lower and upper bounds of the input parameters.....	82
Tableau 4.2 Minimum and maximum values of input parameters.....	87
Tableau 4.3 Values of input parameters.....	92
Tableau 4.4 Lower and upper bounds of the double layer MPP input parameters.....	97
Tableau 4.5 Lower and upper bounds of the dimensionless input parameters.....	104
Tableau 4.6 Values of the double layer MPP input parameters.....	106
Tableau 5.1 Minimum and maximum values of input parameters for MPP absorber under grazing flow.....	127
Table 5.2 Lower and upper bounds of the input parameters for MPP absorber under grazing flow.....	131
Tableau 5.3 Lower and upper bounds of the dimensionless input parameters for MPP absorber under grazing flow.....	140
Tableau 5.4 Minimum and maximum of the dimensionless input parameters for MPP absorber under grazing flow.....	142
Tableau 6.1 Geometric parameters of the MPPs for the measurement.....	159
Tableau 6.2 Properties of the resistive screens.....	159
Tableau 6.3 Minimum and maximum values of the input parameters for MPP absorber with resistive screen.....	172
Tableau 6.4 Values of the input parameters for MPP absorber with resistive screen....	174
Tableau 6.5 Lower and upper bounds of the input parameters for MPP absorber with resistive screen.....	177
Tableau 7.1 Propriétés de la plaque micro-perforée du liner SDOF.....	187
Tableau 7.2 Propriétés des plaques micro-perforées du liner DDOF.....	187
Tableau 7.3 Propriétés des plaques micro-perforées du liner 3DOF.....	188
Tableau 7.4 Paramètres d'entrée.....	199
Tableau 8.1 Sound pressure at different points along the central z -axis in the duct for various Mach numbers (termination impedance $Z_T = \infty$).....	236
Tableau 8.2 Sound pressure at different points along the central z -axis in the duct for various Mach numbers (termination impedance $Z_T = \rho_0 c_0$).....	237
Tableau B.1 Propriétés des écrans.....	296
Tableau B.2 Propriétés du poreux.....	302

LISTE DES SYMBOLES

Symboles	Définition
d	Diamètre de perforation de la plaque micro-perforée
t, h	Épaisseurs des plaques
ϕ	Taux de perforation de la plaque
D	Profondeur de la cavité
L_p	Niveau de pression acoustique
η	Viscosité dynamique de l'air
R	Résistance totale non linéaire de la plaque micro-perforée
π	Nombre Pi
σ, σ_t	Résistivité au passage de l'air
ω	Fréquence angulaire
f	Fréquence
Λ	Longueur caractéristique visqueuse
Λ'	Longueur caractéristique thermique
p	pression
R_L, r_L	Résistance linéaire de la plaque micro-perforée
θ_{nl}, r_{nl}	Terme non linéaire de la résistance de la plaque
χ	Réactance totale non linéaire de la plaque micro-perforée
c_0	Célérité acoustique
ρ_0	Densité de l'air
j	Nombre complexe tel que $j^2 = -1$
k_0	Nombre d'onde acoustique dans l'air
\bar{P}_i	Pression incidente sur la surface des perforations
V_a	Vitesse particulaire dans la perforation
M_a	Nombre de Mach de l'orifice
M_c	Nombre de Mach critique de l'orifice

Z_{perf}	Impédance d'une perforation
Z_{MPP}	Impédance de la plaque micro-perforée
C_D	Coefficient de décharge
$\alpha_\infty, \alpha_{\infty l}$	Tortuosité de la plaque micro-perforée
ε_e	Correction de longueur
M	Nombre de Mach de l'écoulement d'air
SI	Indice de sensibilité du premier ordre
TSI	Indice de sensibilité total
D^*	Profondeur de cavité adimensionnelle
d^*	Diamètre de perforation adimensionnel
ω^*	Nombre de Helmholtz
Z_{MPP}^*	Impédance de la plaque micro-perforée adimensionnelle
ϕ_c	Taux de perforation critique de la plaque
h_c	Épaisseur critique de la plaque
d_c	Diamètre de perforation critique de la plaque
$k_x^+, k_x^-, k_z^+, k_z^-$	Nombres d'ondes

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
P&WC	Pratt and Whitney Canada
ACARE	Advisory Council For Aeronautics Research in Europe
OACI	Organisation de l'Aviation Civile Internationale
GAUS	Groupe Acoustique de l'Université de Sherbrooke
SDOF	Single Degree Of Freedom
DDOF	Double Degree Of Freedom
SPL	Sound Pressure Level
NASA	National Aeronautics and Space Administration
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
FIT	Flow- Impedance Tube
GIT	Grazing Incidence Tube
KTH	Royal Institute of Technology- Sweden
MPP	Micro Perforated Panel
NLR	National Aerospace Laboratory
NSD	Normalised Standard Deviation
POA	Perforation Open Area
G2F2	GAUS Grazing Flow Facility

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

La réduction des nuisances sonores des aéronefs est aujourd'hui une priorité et une nécessité environnementale et les avions font l'objet d'une certification acoustique dont les normes imposées par l'OACI (**O**rganisation de l'**A**viation **C**ivile **I**nternationale) sont de plus en plus sévères. Un récent rapport de l'OACI [82] montre que le trafic aérien commercial continuera de s'accroître et pourrait atteindre annuellement 5 milliards de passagers vers 2030 et le nombre de personnes exposées aux nuisances sonores des avions augmentera à l'échelle mondiale. Les objectifs fixés par l'OACI pour la protection de l'environnement se situent à trois niveaux: la réduction des émissions polluantes des moteurs d'avions au niveau local, la réduction des gaz à effet de serre à l'échelle planétaire, et la réduction des émissions sonores des avions. Par ailleurs l'**ACARE** (**A**dvisory **C**ouncil for **A**eronautics **R**esearch in **E**urope) poursuit comme but une diminution de 50% du bruit émis par les avions construits en 2020, et de 65% pour ceux délivrés en 2050, par rapport aux avions de la génération 2000. Les constructeurs aéronautiques sont dès lors appelés à concevoir des avions plus silencieux et moins polluants respectant les normes environnementales. Les sources de bruit importantes d'un avion, au cours de ses différentes phases d'opérations (décollage, vol stationnaire et atterrissage du corps de l'avion) se décomposent en deux contributions majeures: le bruit aérodynamique d'une part, et le bruit des turboréacteurs d'autre part, qui est à l'origine de la gêne acoustique dominante. Trois sources de bruit principales se distinguent au niveau du turboréacteur: le jet, correspondant à l'éjection des gaz par la tuyère dans l'atmosphère, les parties tournantes composées de la soufflante, des compresseurs et de la turbine et enfin la combustion. La [figure 1.1](#) montre la coupe d'un turboréacteur conçu par General Electric [83].

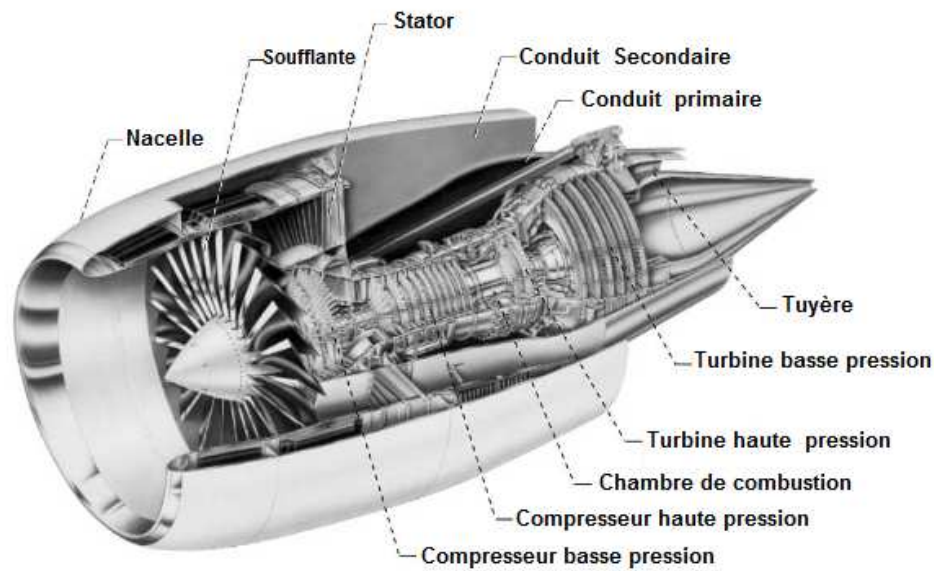


Figure 1.1 Vue en coupe d'un turboréacteur [83]

Le bruit de combustion est causé par les fluctuations de chaleur liées aux flammes turbulentes dans la chambre de combustion et le bruit de jet correspond au rayonnement de la turbulence propre des couches de cisaillement en sortie de tuyère. Le spectre du bruit de soufflante (fan) possède une composante large bande ainsi qu'une composante tonale constituée de la fréquence fondamentale de passage des aubes et de ses harmoniques. La figure 1.2 montre que le bruit de jet a été considérablement réduit dans la conception moderne des turboréacteurs.

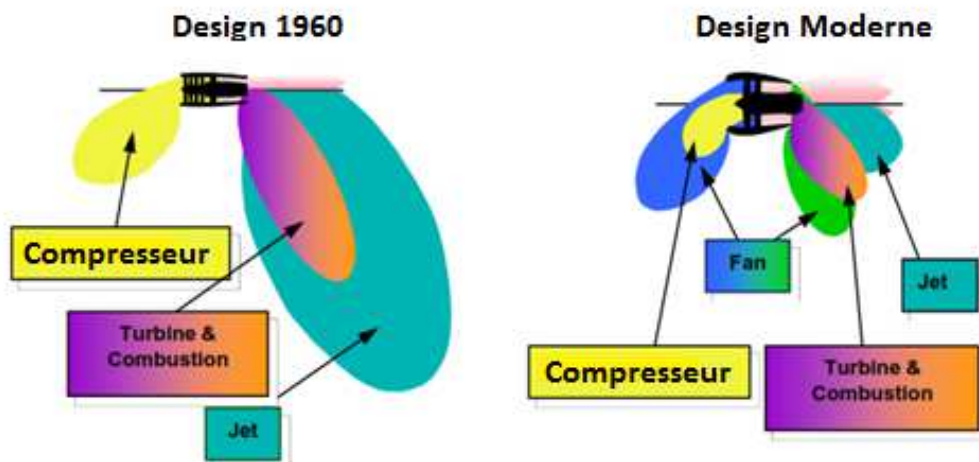


Figure 1.2 Sources de bruit de turboréacteurs (source [86])

Le bruit de la soufflante s'impose comme une composante critique des nuisances sonores émises par les avions modernes. En phase de décollage où la poussée est maximale, le bruit du moteur dépasse largement le bruit aérodynamique et le bruit de soufflante est équivalent au bruit de jet. En phase d'atterrissage où les moteurs tournent à régime réduit, le bruit de jet devient quasi négligeable devant le bruit de soufflante et le bruit aérodynamique. Ainsi, le bruit de soufflante représente près de 50% du bruit total de l'avion au décollage et à l'atterrissage [84]. Le bruit aérodynamique est lié aux turbulences générées par les fortes interactions entre l'écoulement d'air et les appendices solides de l'avion. Il est équivalent au bruit de la soufflante en phase d'atterrissage. Les figures 1.3 et 1.4 illustrent les différents bruits en phase de décollage et d'atterrissage.

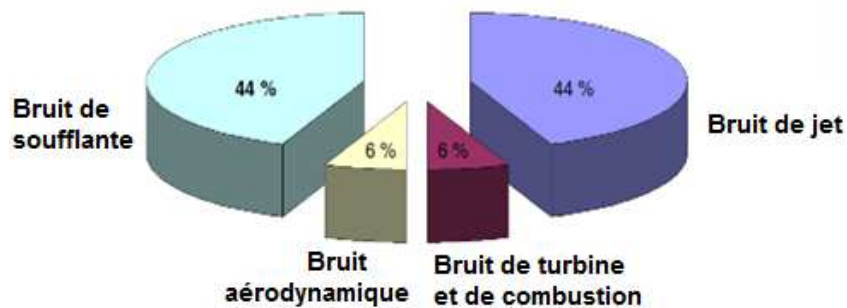


Figure 1.3 Contributions des différents types de bruit en phase de décollage (source Airbus [85])

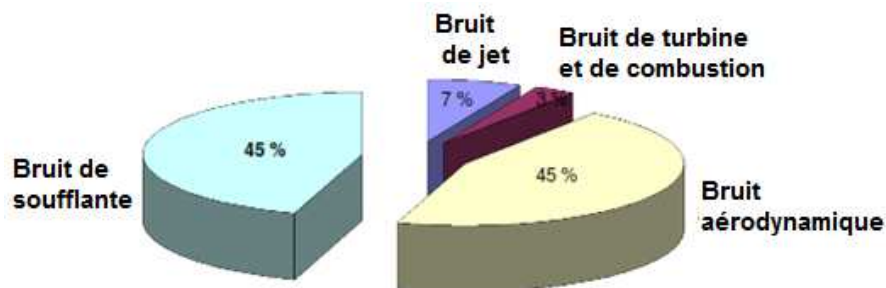


Figure 1.4 Contributions des différents types de bruit en phase d'atterrissage (source Airbus [85])

Ces nuisances sonores des turboréacteurs sont réduites par un contrôle passif en traitant acoustiquement les parois internes de la nacelle au niveau de l'entrée d'air et des tuyères par des matériaux absorbants appelés « liners ». Les conditions acoustiques et

aérodynamiques auxquelles sont soumis ces liners dans la nacelle (niveau sonore proche de 160 dB dans l'entrée d'air, écoulement d'air de Mach moyen 0.6) entraînent des phénomènes locaux non linéaires autour des orifices de la couche résistive. Il est alors important non seulement de développer des modèles d'impédance acoustique des liners sous hauts niveaux de pression acoustique en considérant l'effet d'écoulement d'air rasant mais aussi de mettre en œuvre un banc de mesure capable de mesurer les propriétés acoustiques des liners en prenant en considération les conditions de champ acoustique et les conditions aérodynamiques au niveau de la nacelle du turboréacteur. Le développement de nouvelles technologies de liners performants permettra d'améliorer la suppression du bruit des turboréacteurs.

Ce projet de recherche s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre Pratt & Whitney Canada (P&WC) et le Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS) dans un projet GARDN. En effet les expériences de P&WC dans les traitements acoustiques des nacelles montrent qu'il faut une amélioration continue pour assurer que les performances acoustiques recherchées pour ces traitements sont satisfaites et que leur fabrication suit un standard acceptable. Il existe donc un besoin continu d'améliorer la technologie des traitements existants, de développer de nouvelles technologies et nouveaux concepts de traitements acoustiques. Les traitements classiques actuellement utilisés dans les nacelles offrent une atténuation acoustique sur une bande de fréquence limitée et il y a besoin non seulement d'augmenter leur niveau d'atténuation acoustique mais aussi d'élargir la bande de fréquence d'absorption. Comme livrables, on a entre autres

- 1) De nouveaux modèles d'impédance des traitements acoustiques dans les conditions de pression acoustique et d'écoulement d'air au niveau des nacelles avec validation numérique et expérimentale.
- 2) Les spécifications de conception, la technologie et les performances de nouveaux traitements acoustiques.
- 3) Les prototypes des liners performants et les résultats de validation expérimentale

1.2 Problématique technologique

Les technologies des liners actuellement utilisées nécessitent des améliorations. Les liners classiques (SDOF) utilisés dans les turboréacteurs offrent une atténuation acoustique sur une bande fréquentielle limitée. Le spectre du bruit de soufflante (fan) à l'entrée de la nacelle possède une composante large bande, il est alors fondamental de développer les concepts des liners qui présentent une atténuation acoustique à large bande fréquentielle. Deux approches pour élargir la bande de fréquence d'absorption consistent à : (1) coller un écran résistif sur la plaque micro-perforée pour rendre le liner linéaire, (2) insérer des écrans résistifs au sein des structures en nids d'abeille. Ces deux nouvelles approches doivent être mieux modélisées. La modélisation des liners multicouches avec des écrans résistifs ainsi que la caractérisation acoustique des écrans résistifs sous hauts niveaux de pression sont des études à faire. La [figure 1.5](#) illustre un liner SDOF dont la cavité d'air en nid d'abeille est interceptée par un écran résistif (septum).

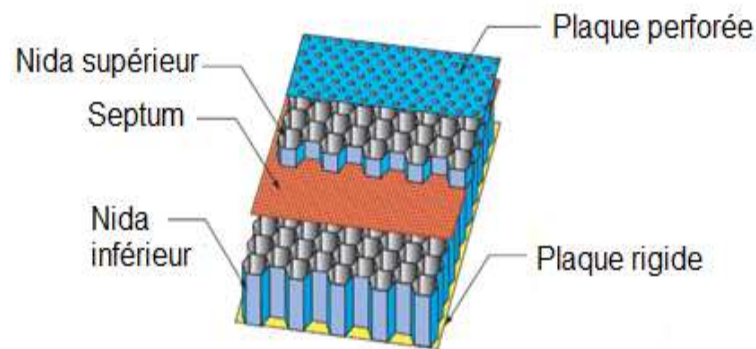


Figure 1.5 Liner avec écran poreux au sein des Nidas [87]

Cette technologie qui consiste à insérer des écrans résistifs au sein des nidas des liners permet d'augmenter l'atténuation et le spectre d'absorption et elle doit être optimisée. Différentes questions se posent entre autres : Quel type d'écran résistif doit-on utiliser pour optimiser cette technologie ? Comment choisir les paramètres de la plaque micro perforée (taux de perforation, épaisseur, ..) lorsqu'un écran résistif doit être collé dessus ? En présence d'écrans intégrés dans les nidas, quelle est la gamme optimale des paramètres géométriques de la plaque pour une meilleure performance du liner ? Comment modéliser les caractéristiques acoustiques de l'ensemble plaque avec écran dans le domaine non linéaire ? Comment modéliser le liner multicouche sous incidence oblique ? Quelles sont les spécifications de conception, le design d'un liner performant ?

1.3 Problématique scientifique

Dans les nacelles, les liners sont soumis à de forts niveaux de pression acoustique allant à 160 dB et un écoulement d'air rasant important (jusqu'à Mach 0.6). Il est donc inapproprié d'utiliser les modèles d'impédance linéaires présentés dans l'état de l'art pour évaluer les propriétés acoustiques de ces matériaux. Les modèles d'impédance non linéaires existants dans la littérature présentent des limitations et ne s'accordent pas entre eux. Pour les modèles plus récents, la résistance non linéaire de la plaque micro-perforée proposée par Maa [8] ne prend en considération que le taux de perforation de la plaque micro-perforée et ne dépend pas des autres paramètres de la plaque à savoir l'épaisseur et le diamètre de perforation. Par ailleurs, Soon-Hong Park [21] a souligné que les résultats du modèle d'impédance non linéaire de Maa [8] pour les plaques micro perforées sont en désaccord avec ses résultats expérimentaux pour des paramètres (taux de perforation...) choisis de la plaque et cela révèle les insuffisances de ce modèle. Le modèle le plus récent présenté par Soon-Hong Park [21] a été expérimentalement validé pour un taux de perforation compris entre 1.4 % et 5.3 % et un niveau de pression aux alentours de 140 dB. Pour des niveaux de pression dépassant 140 dB et des taux de perforation des plaques non compris entre 1.4 % et 5.3 %, on a aucune garantie pour la validité de ce modèle. La figure suivante montre la comparaison des résultats du modèle de Soon-Hong Park [21] avec les mesures expérimentales réalisées au laboratoire GAUS avec un tube d'impédance à forts niveaux. L'épaisseur de la plaque est 1 mm, le diamètre de perforation est 1.4 mm, le taux de perforation est 13.2% et la profondeur de cavité est 18 mm. Comme le montre cette figure, le modèle de Soon-Hong Park a bien des limitations.

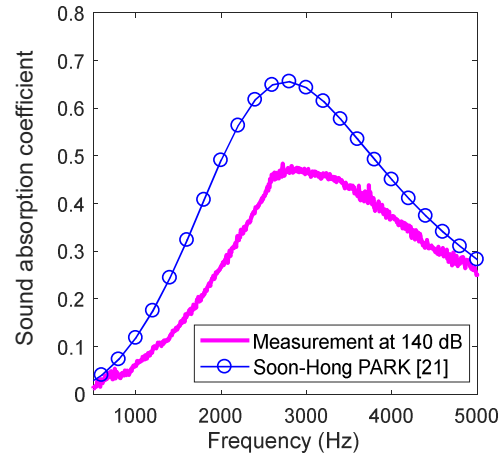


Figure 1.6 Coefficient d'absorption d'un liner.

Les modèles d'impédances non linéaires des plaques micro-perforées qui existent sont adaptés spécifiquement au cas des plaques couplées à une cavité d'air et ne peuvent donc pas prédire la réponse acoustique d'une plaque micro-perforée couplée à matériau poreux. Les mécanismes d'absorption des liners sont assez complexes et nécessitent une meilleure compréhension car ils dépendent fortement des conditions aéroacoustiques auxquelles ils sont soumis. La sensibilité des paramètres des liners à des niveaux de pression élevés n'est pas connue ni l'évaluation des paramètres dominants qui contrôlent leurs réponses acoustiques. Il y a un manque de modèles et de validation expérimentale des liners sous l'incidence oblique. Plusieurs questions se posent donc notamment : Comment élaborer un modèle d'impédance acoustique des plaques micro perforées par la méthode du fluide équivalent dans le régime non linéaire qui peut coupler différents milieux poreux entre autres l'air, les matériaux poreux et les écrans résistifs ? Quelles sont les effets non linéaires sur les propriétés acoustiques des liners entre autres la tortuosité, la résistivité au passage de l'air, l'impédance de surface et le coefficient d'absorption ? Comment élaborer l'impédance d'un nida avec septums résistifs sous incidence oblique ? Quels sont les effets d'écoulement d'air rasant sur les performances acoustiques des liners et comment les introduire dans les modèles d'impédance ? Comment mesurer les impacts en termes d'indices de sensibilité des paramètres des liners sous hauts niveaux de pression ?

1.4 Question de recherche

Comment modéliser dans les conditions de hauts niveaux de pression acoustique et d'écoulement d'air rasant important les liners utilisés dans les nacelles des turboréacteurs et quelle est leur technologie optimale pour une réduction maximale du bruit des turboréacteurs ?

1.5 Objectifs

L'objectif principal de ce projet de recherche est de (i) modéliser, développer et valider les traitements acoustiques performants pour les nacelles des turboréacteurs, (ii) étudier et mettre en œuvre des modèles d'impédance des liners dans les conditions réelles de champ acoustique et d'écoulement d'air au niveau des nacelles et (iii) optimiser les technologies et les propriétés des liners pour une réduction maximale du bruit.

Les objectifs spécifiques de la thèse sont les suivants :

1. Modéliser les liners acoustiques dans le domaine non linéaire

- Développer un modèle d'impédance acoustique des plaques micro perforées dans le domaine non-linéaire par l'approche du fluide équivalent.
- Étudier les effets non linéaires dus aux hauts niveaux de pression acoustique sur les propriétés acoustiques des Liners.
- Réaliser des tests expérimentaux pour valider le modèle.

2. Étudier la technologie des liners avec écrans résistifs

- ✚ Étudier et modéliser les liners multicouches sous haut niveau acoustique
- ✚ Modéliser les écrans résistifs sous incidence normale et oblique
- ✚ Modéliser les nidas avec écrans résistifs intégrés sous incidence normale et oblique
- ✚ Valider in situ et en incidence oblique les liners avec écrans résistifs
- ✚ Développer un code d'optimisation du liner
- ✚ Réaliser et valider expérimentalement des échantillons
- ✚ Proposer un concept de liners performants

3. Analyses de sensibilité des paramètres des liners dans le régime non linéaire

- Évaluer les indices de sensibilité des différents paramètres des liners sous hauts niveaux de pression avec et sans écoulement rasant
- Évaluer les impacts des paramètres des liners sur ses propriétés acoustiques
- Définir les paramètres dominants des liners dans le régime non linéaire

4. Modéliser les liners acoustiques avec écoulement d'air rasant sous hauts niveaux de pression

- Proposer des modèles d'impédance acoustique des liners sous haut niveau acoustique avec écoulement d'air rasant.
- Étudier les effets d'écoulement d'air rasant sur les performances acoustiques des liners.
- Valider numériquement et expérimentalement les modèles

5. Modélisation sous incidence oblique

- ❖ Proposer un modèle en incidence oblique pour les nidas avec écrans résistifs intégrés
- ❖ Élaborer un modèle d'impédance acoustique non linéaire des plaques micro-perforées sous incidence oblique
- ❖ Valider expérimentalement les modèles d'impédance en incidence oblique
- ❖ Développer la méthode de mesure en incidence oblique

6. Développer un code numérique d'optimisation des liners

- ✓ Élaborer un code numérique d'optimisation et de caractérisation des liners SDOF, DDOF et des liners avec écrans résistifs intégrés.

1.6 Originalités

L'originalité de la thèse se résume comme suit

- a. Développement de modèle d'impédance acoustique des plaques micro-perforées sous hauts niveaux de pression par l'approche du fluide équivalent où les plaques peuvent se coupler à différents milieux poreux à savoir l'air, les matériaux poreux et les écrans résistifs.

- b. Études complètes des réponses acoustiques des liners à des niveaux de pression acoustique élevés et sous écoulement d'air rasant.
- c. Analyses de sensibilités des paramètres des liners sous hauts niveaux de pression
- d. Amélioration des performances acoustiques des liners par les écrans résistifs
- e. Modélisation et validation en incidence oblique des modèles de nidas avec écrans résistifs intégrés

1.7 Structure du document

Ce document regroupe neuf chapitres et une conclusion générale avec les perspectives. Les chapitres 3 à 6 et le chapitre 8 sont des articles de journaux. Le chapitre 9 est objet d'un article de journal en rédaction.

Le premier chapitre ou l'introduction présente le contexte du sujet de cette thèse, les problématiques technologique et scientifique ainsi que les objectifs à atteindre. Les originalités de cette thèse ont été mises en évidence dans ce chapitre.

Le chapitre 2 récapitule l'état de l'art sur les traitements acoustiques utilisés dans les nacelles des turboréacteurs et les différents moyens pour caractériser leurs propriétés acoustiques. Ce chapitre montre les résonateurs de Helmholtz avec leur modélisation mathématique ainsi que les différentes corrections de col et enfin il ressort une revue bibliographique sur les modèles d'impédance acoustique des plaques micro-perforées.

Le chapitre 3 est le premier article de cette thèse. Il a été soumis au Journal of Sound and Vibration. Cet article présente un nouveau modèle d'impédance acoustique des plaques micro-perforées pour les hauts niveaux de pression acoustique par la méthode du fluide équivalent sous incidence normale. Ce modèle où les paramètres de la plaque micro-perforée tels que la résistivité au passage de l'air et la tortuosité sont exprimées en fonction de la pression incidente normale à la surface des perforations a été validé numériquement par comparaison avec les modèles d'impédance non linéaire de la littérature et expérimentalement avec des tests réalisés à hauts niveaux de pression. Dans le cas où la plaque micro-perforée est couplée à un milieu poreux qui soit un matériau poreux ou un écran résistif, une tortuosité équivalente de la plaque micro-perforée a été proposée et elle dépend de la tortuosité dynamique du milieu poreux. Finalement, cet

article présente une étude paramétrique listant les effets non-linéaires sur les propriétés acoustiques du liner.

Le chapitre 4 est le deuxième article de cette thèse. Il présente une étude de sensibilité des modèles des liners pour les hauts niveaux de pression. Il évalue les indices de sensibilité des différents paramètres d'entrée des modèles qui sont l'épaisseur de la plaque, le diamètre de perforation, le taux de perforation, la profondeur de la cavité et le niveau de pression. Les effets de chacun de ces paramètres d'entrée sur l'impédance de surface et le coefficient d'absorption ont été montrés dans cet article pour les liners à un et deux degrés de liberté. Pour finir, l'article présente une étude paramétrique et une étude de sensibilité en utilisant une formulation adimensionnelle.

Le chapitre 5 est le troisième article de cette thèse. Il présente aussi une analyse de sensibilité des modèles des liners pour les hauts niveaux de pression avec l'effet de l'écoulement d'air rasant. Cet article présente différents modèles d'impédance acoustique des plaques micro-perforées sous écoulement d'air rasant pour les niveaux élevés de pression acoustique avec la validation numérique. Enfin, l'article montre l'effet de l'écoulement d'air rasant sur la réponse acoustique des liners.

Le chapitre 6 est le quatrième article de cette thèse. Cet article montre l'amélioration des performances acoustiques des liners en utilisant les écrans résistifs. Dans cet article, un liner composite constitué d'une plaque micro-perforée, d'un fond rigide et d'un écran résistif inséré dans la cavité d'air est modélisé en utilisant la méthode de matrice de transfert et le modèle d'impédance non linéaire proposé dans le chapitre 3 et ensuite les résultats de validation expérimentale ont été présentés et finalement le bénéfice de l'écran résistif est démontré. Une étude de sensibilité en utilisant une formulation adimensionnelle a été présentée pour montrer les impacts des paramètres du liner composite sur sa réponse acoustique.

Le chapitre 7 présente les résultats complémentaires sur la modélisation acoustique des liners dans le régime non linéaire. Dans ce chapitre, d'autres modèles d'impédance acoustique des plaques micro-perforées élaborés dans le cadre de cette thèse en utilisant la méthode du fluide équivalent ont été présentés et validés numériquement. Une étude

sur les paramètres critiques de la plaque micro-perforée a été réalisée pour déterminer le nombre de Mach critique de l'orifice, le taux de perforation critique de la plaque, le diamètre de perforation et l'épaisseur critiques de la plaque. Une étude paramétrique est faite sur ces paramètres critiques de la plaque micro-perforée ainsi que sur les liners à un et deux degrés de liberté.

Le chapitre 8 est le cinquième article de cette thèse. Il propose une méthode analytique basée sur le développement limité en séries de Taylor pour déterminer le nombre d'onde acoustique dans une conduite traitée en présence d'écoulement d'air rasant. Les caractéristiques de la conduite traitée à savoir la matrice de transfert, la perte par transmission ont été ainsi obtenues à partir de la connaissance du nombre d'onde de la conduite. La méthode proposée a été validée expérimentalement dans le cas sans écoulement d'air rasant et numériquement en présence d'écoulement d'air par comparaison avec la méthode des éléments finis.

Le chapitre 9 est objet du sixième article de cette thèse en rédaction. Dans ce chapitre, les traitements acoustiques ont été modélisés sous incidence oblique et l'effet de l'angle d'incidence a été démontré. Un modèle d'impédance acoustique des plaques micro-perforées basé sur l'approche du fluide équivalent pour les hauts niveaux de pression a été proposé sous incidence oblique. La tortuosité et la résistivité au passage de l'air de la plaque micro-perforée ont été exprimées en fonction de l'angle d'incidence de l'onde acoustique et du niveau de pression incident. Des études expérimentales ont été réalisées en incidence oblique en utilisant comme source acoustique un monopole pour valider les modèles en incidence oblique. Par ailleurs des tests ont été aussi faits en incidence oblique en utilisant un haut-parleur paramétrique très directionnel qui fournit un rapport signal sur bruit très élevé. Une comparaison a été faite sur les deux méthodes de mesure en incidence oblique.

Le Chapitre 10 présente la conclusion générale sur l'ensemble de la thèse et les différentes perspectives.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

2.1 Moyens de réduction des nuisances sonores des turboréacteurs

Il existe deux types de solutions utilisés pour la réduction du bruit des turboréacteurs qui sont le contrôle actif et le contrôle passif. Le contrôle actif consiste à diminuer le bruit émis en créant des interférences destructives à l'aide de systèmes générateurs d'ondes en opposition de phase et le contrôle passif se fait par l'utilisation de matériaux absorbants. Le contrôle passif est la solution la plus utilisée pour réduire le bruit généré par la soufflante. Ce bruit est atténué par le traitement des parois internes de la nacelle au niveau de l'entrée d'air et des tuyères, par des matériaux répondant à des exigences acoustiques et structurales qui sont appelées liners acoustiques. La [figure 2.1](#) montre la nacelle de l'Airbus A320 [\[85\]](#) traitée par des liners à l'entrée d'air.

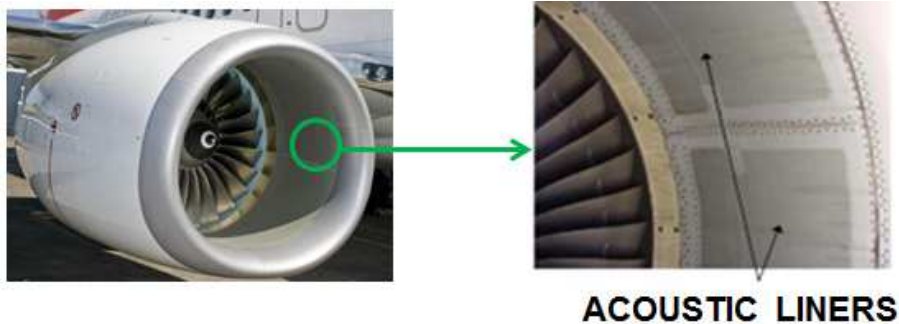


Figure 2.1 Nacelle d'un avion traitée par des Liners

2.2 Description et propriétés des traitements acoustiques

Dans la nacelle d'un turboréacteur, les traitements acoustiques sont soumis à de forts niveaux de pression (jusqu'à 160 dB) et à un écoulement rasant important (jusqu'à Mach 0.6) [\[88\]](#). Il existe deux grandes catégories de traitements acoustiques qui se distinguent par la nature de leur réaction lorsqu'ils sont soumis à une onde acoustique. Le choix d'un traitement est défini par les caractéristiques spectrales du bruit à traiter, associées à des

contraintes structurales (faible encombrement, inférieur à 50mm) et à des conditions physiques et environnementales délicates (température, pression statique, hygrométrie). Les traitements acoustiques utilisés dans la nacelle sont des matériaux à réaction localisée. Un matériau est dit à réaction localisée lorsque la réponse de la surface à une excitation acoustique est ponctuelle ou locale : les points de la surface répondent à l'excitation indépendamment les uns des autres. Dans un matériau sandwich à âme cloisonnée, la propagation acoustique est guidée et restreinte à une direction. Les propriétés absorbantes sont donc indépendantes de l'angle d'incidence de l'onde acoustique (figure 2.2) : ces matériaux sont dits à réaction localisée.

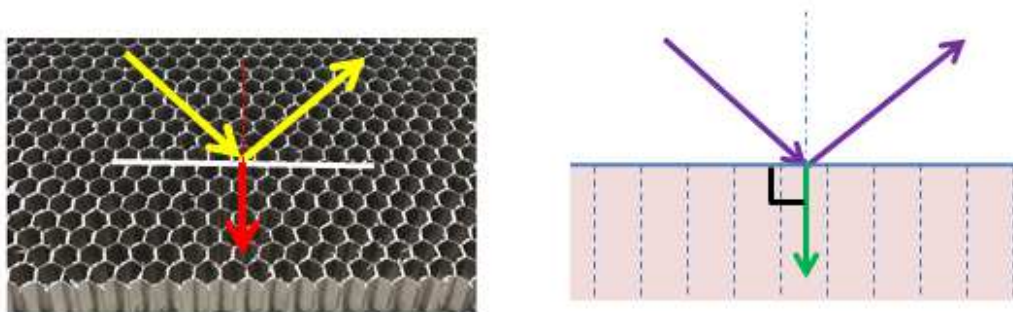


Figure 2.2 Matériau à réaction localisée

Ils sont utilisés pour la réduction du bruit des turboréacteurs. Les différents types de ces traitements sont énumérés ci-dessous

2.2.1 Les liners SDOF

Les liners SDOF (*Single Degree Of Freedom*) sont constitués d'une couche résistive couplée à une cavité d'air en nids d'abeille et une plaque rigide. Pour ces matériaux à structure sandwich, la couche résistive exposée au champ aéroacoustique est le plus souvent un matériau mince perforé en aluminium, acier ou composite. La figure 2.3 montre un liner SDOF

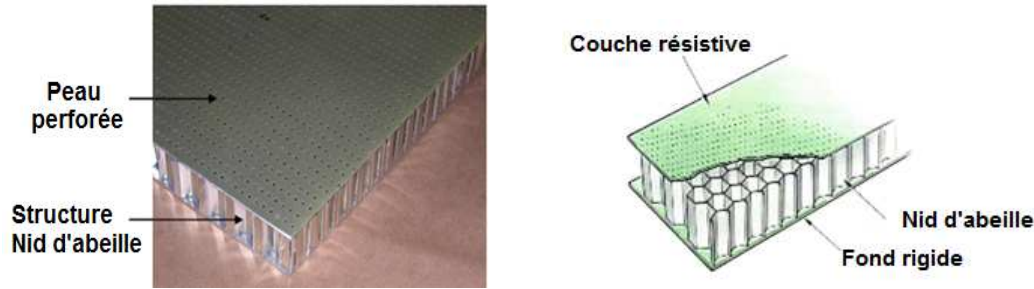


Figure 2.3 Liners acoustiques SDOF [85,89]

La plaque micro perforée est caractérisée par une épaisseur t , un diamètre de perforation d et un taux de perforation ou porosité ϕ (figure 2.14) qui est le rapport de la surface totale des perforations S_t sur la surface S_p de la plaque.

$$\phi = S_t / S_p \quad (2.1)$$

Un tissu métallique (*wiremesh*) peut être collé à la plaque micro perforée afin d'obtenir un système linéaire qui n'est pas fonction du niveau de pression et de la vitesse de l'onde acoustique. L'ensemble constitué de la couche résistive, la cavité d'air et le fond rigide peut être assimilé à un réseau de résonateurs d'Helmholtz [3,90,91] prenant en compte la dissipation visco-thermique sur les surfaces et sur le col. Cette approche a été résumée par Randeberg [90] dans sa thèse. Si la couche résistive est très ouverte, le traitement acoustique est réactif et peu résistif et dans ce cas il est accordé en quart de longueur d'onde acoustique. Ces traitements sont efficaces sur une largeur de bande d'environ une octave [92]. Si la bande fréquentielle à atténuer est plus large ou s'il existe plusieurs bandes de fréquences à atténuer alors l'utilisation de ces liners ne convient pas.

2.2.2 Les liners DDOF

L'empilement de deux Liners SDOF (figure 2.4) constitue un Liner DDOF (*Double Degree Of Freedom*). Il présente une plage de fréquence d'absorption plus large que celle du liner SDOF mais requiert une mise au point et une fabrication délicates. Ils sont efficaces sur une bande fréquentielle d'environ deux octaves [92]

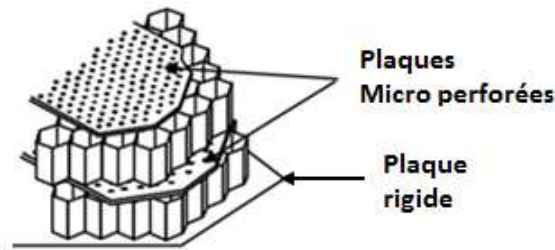


Figure 2.4 Liner acoustique à deux degrés de liberté [86]

2.2.3 Les liners 3DOF

Les liners 3DOF (*Three Degrees Of Freedom*) sont constitués de trois couches (figure 2.5) séparées par deux septums poreux qui possèdent un taux de perforation inférieur à celui de la couche résistive supérieure. La plage de fréquence d'absorption de ces matériaux est plus large que celle des liners DDOF mais leur fabrication est plus difficile et le fait qu'ils soient très épais pose un problème d'encombrement dans leur utilisation au niveau des nacelles.

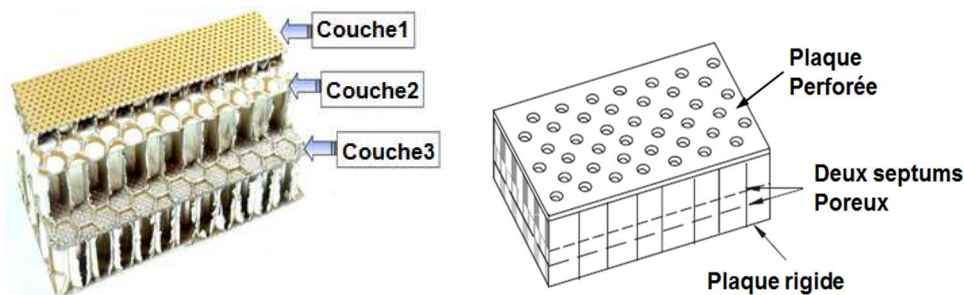


Figure 2.5 Liner acoustique à trois degrés de liberté [93,94]

Les traitements acoustiques composés de plaques micro perforées (MPP) sont utilisés dans le but de créer de l'absorption acoustique par effet visco-thermique. L'utilisation des structures micro perforées par rapport à des matériaux poreux classiques tels que les mousses et les matériaux fibreux vient du fait que les MPP peuvent être, peu épaisses, non inflammables, hygiéniques, facilement nettoyables, résistantes à de fortes températures, peu coûteuses et légères. De plus les structures comprenant des MPP permettent une absorption acoustique en basses et moyennes fréquences. Les propriétés acoustiques de ces traitements sont décrites par une grandeur homogénéisée

représentative de la géométrie du matériau et des phénomènes physiques ayant lieu en son sein : l'impédance acoustique, définie localement comme le rapport de la pression acoustique en paroi sur la vitesse acoustique normale, et supposée indépendante de l'angle d'incidence des ondes pour les matériaux dits localement réactifs. Cette impédance caractéristique est la somme d'une résistance R (la partie réelle) représentant la dissipation sonore par effet visco-thermique et d'une réactance (la partie imaginaire) χ qui renseigne sur l'accord en fréquence des cavités (χ est fonction de la configuration de la face supérieure et de la profondeur de la cavité). La résistance et la réactance doivent être optimisées pour que le traitement acoustique soit à son efficacité maximale sur une bande de fréquence la plus large possible et pour que l'accord en fréquence soit celui souhaité. L'impédance du liner doit être donc optimale à la fréquence désirée pour garantir la réduction maximale du bruit des turboréacteurs.

2.3 Les nouvelles technologies de Liners

Certaines technologies de liners ont été proposées ces dernières années. Les figures 2.6 à 2.8 montrent différents types de liners utilisés par différents constructeurs [95]. L'écran résistif métallique poreux est introduit dans la structure Nida (figure 2.6) entre la plaque micro perforée et la plaque rigide. L'épaisseur de l'écran poreux est approximativement 0.4 mm et son diamètre de perforation est compris entre 0.25 mm et 0.4 mm [95].

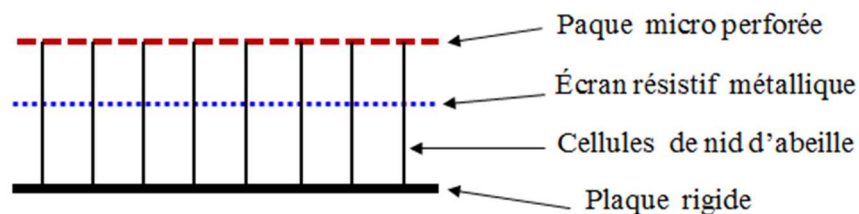


Figure 2.6 Liner avec écran résistif

Le liner (figure 2.7) présente deux couches de nids d'abeilles séparées par l'écran résistif poreux [95]. Ces deux couches de Nida sont collées par un adhésif et l'inconvénient de ce liner est que les cellules des deux couches de nids d'abeille ne sont pas alignées et le

blocage de l'écran résistif peut poser un problème et de plus sa structure est moins rigide que celle du liner de la [figure 2.6](#)

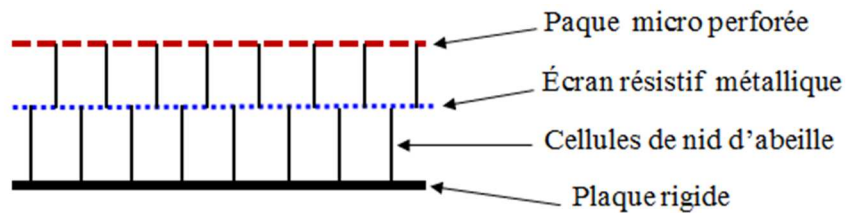


Figure 2.7 Liners avec les Nidas séparés par un septum

La [figure 2.8](#) montre la technologie de liner appelée «Acousti-Cap™» développée par Hexcel Corporation [96]. Le liner admet une même structure en nid d'abeille. Au niveau de chaque cellule du Nida, un matériau poreux non métallique est introduit pour former en tout l'écran résistif. Le matériau poreux au niveau de chaque cellule du Nida est collé aux parois de la cellule par un adhésif [95,96].

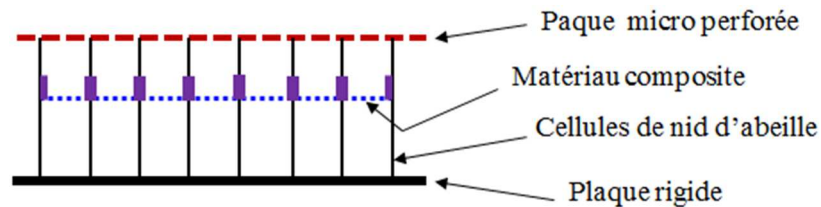


Figure 2.8 Liner de «Hexcel Corporation»

On peut alors réaliser des liners ayant un design complexe en augmentant le nombre d'écran résistif au sein de la cavité d'air en nid d'abeille afin d'accroître l'atténuation sonore au niveau des nacelles.

2.4 Emplacements des Liners dans le turboréacteur

Dans les réacteurs actuels, les liners acoustiques sont placés dans les entrées d'air et dans le conduit secondaire ([figures 2.9](#) et [2.10](#)).

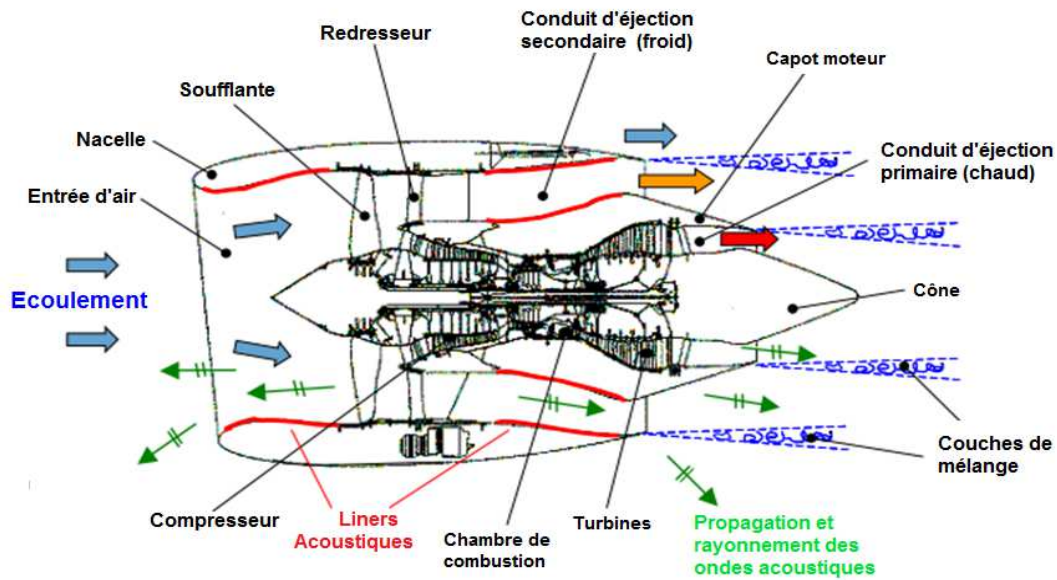


Figure 2.9 Emplacements des liners dans un réacteur standard [97]

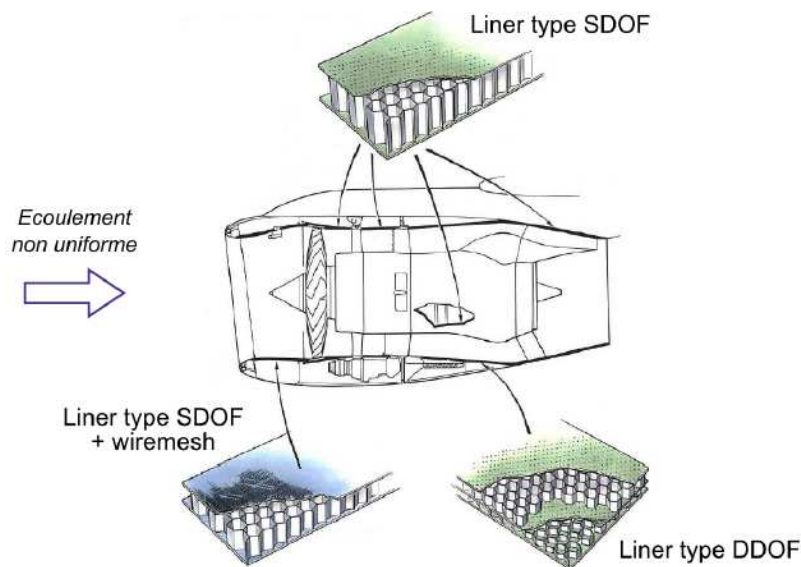


Figure 2.10 Les types de liners et leur emplacement dans la nacelle [85].

2.5 Les résonateurs de Helmholtz

Le résonateur de Helmholtz (Fig. 2.11) est un dispositif créé par Hermann von Helmholtz dans les années 1850 pour déterminer la hauteur des différents tons. C'est une sphère creuse en laiton percée de deux ouvertures diamétralement opposées. Un petit trou conduit au sommet de la sphère et un trou plus large se trouve à sa base.

Helmholtz utilisa ces résonateurs pour étudier la complexité des sons et accéder à la décomposition harmonique des sons complexes, grâce à des séries de résonateurs de tailles différentes



Figure 2.11 Premiers résonateurs de Helmholtz [85]

Aujourd'hui, un résonateur (Fig. 2.12) est en pratique un dispositif [98] constitué d'une enceinte, une cavité vide fermée à sa base de volume V (que l'on appelle la *bouteille*) qui communique avec l'extérieur par l'intermédiaire d'un petit tube de longueur e , de rayon r et de section A , que l'on appelle le *col* du résonateur.

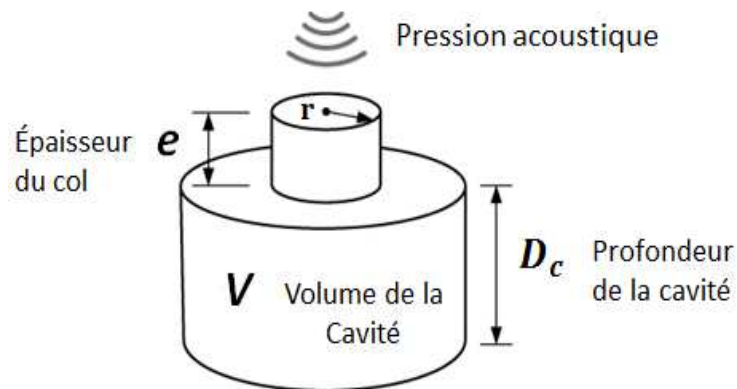


Figure 2.12 Résonateur de Helmholtz.

L'action d'une onde sonore émise à l'entrée du col met en mouvement le volume d'air dans le col qui engendre une surpression dans la cavité et la cavité en surpression se vide de son air en générant un écoulement en sens inverse ; elle se retrouve alors en dépression et se remplit à nouveau d'air, et ainsi de suite. Le col voit donc passer des écoulements alternativement dans un sens puis dans l'autre, à la fréquence de résonance du résonateur.

Ce système peut être assimilé à un système oscillant mécanique forcé (masse –ressort – amortissement) sous les hypothèses suivantes [85]:

- ✚ Toutes les dimensions du résonateur sont négligeables devant la longueur des ondes acoustiques considérées
- ✚ L'air mis en mouvement dans le col est incompressible.

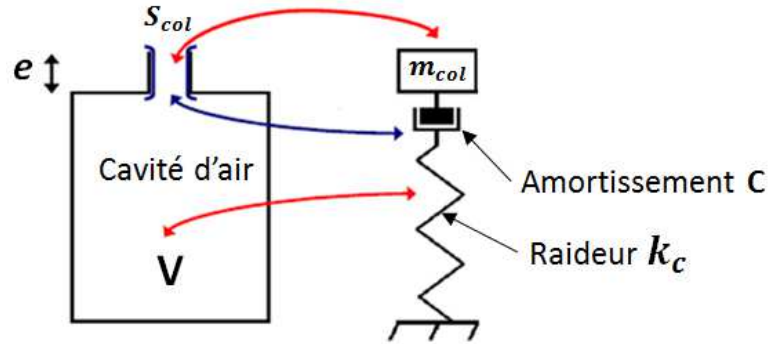


Figure 2.13 Modélisation du résonateur comme système masse-ressort-amortissement

2.5.1 Modélisation d'un résonateur de Helmholtz

Sous l'effet d'une perturbation extérieure, il apparaît un petit déplacement de la colonne d'air à l'intérieur du col, d'amplitude notée ξ et le volume correspondant d'air déplacé dans la cavité est $dV = \xi S_{col}$ et la variation de la pression correspondante dans la cavité est donnée par

$$dp = -\gamma p dV / V \quad (2.2)$$

Avec γ le rapport des chaleurs spécifiques. Cette variation de pression engendre une force de rappel sur la colonne d'air, donnée par :

$$dF = -\gamma p \xi S_{col}^2 / V \quad (2.3)$$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique, l'équation du mouvement de l'air dans le col du résonateur est donnée par

$$\rho_0 e S_{col} \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \frac{\gamma p S_{col}^2}{V} \xi = 0 \quad (2.4)$$

Cette équation est celle d'un oscillateur linéaire à un degré de liberté :

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \omega_0^2 \xi = 0 \quad (2.5)$$

Où ω_0 est la pulsation propre de l'oscillateur. La fréquence propre est donc définie par :

$$f_0 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S_{col}}{eV}} \quad (2.6)$$

Avec c_0 la vitesse du son dans l'air donnée par $c_0^2 = \gamma p / \rho_0$

Ce modèle dépend donc des oscillations libres de l'inertance pneumatique $\rho_0 S_{col} / e$ de la colonne d'air dans le col sur la raideur pneumatique k_c de l'air contenu dans la cavité donnée par $k_c = \rho_0 c_0^2 / V$.

2.5.2 Les corrections de col

Plusieurs auteurs [30,99,100,101] ont observé des différences significatives entre les mesures expérimentales et les fréquences de Helmholtz prédites par l'équation (2.6). Selon la géométrie de résonateur considérée, des erreurs allant à 40% ont même été observées. Leur principale origine est de nature inertielle : si l'excitation acoustique perturbe les champs aérodynamiques à l'intérieur du col, elle entraîne également des masses d'air non négligeables à ses extrémités. Il est donc nécessaire d'apporter une correction à son épaisseur e appelée « correction de col ». Différentes correction de col (Δe_i) ont été proposées dont la plupart sont empiriques. L'expression la plus classique proposée par Rayleigh [102,103] pour les cols cylindriques est

$$\Delta e_1 = 1.7r \quad (2.7)$$

Morfey [104] a proposé une correction assez proche de celle de Rayleigh qui s'écrit

$$\Delta e_2 = \frac{2 \ln(4\pi)}{\pi} r \approx 1.61r \quad (2.8)$$

Pour les résonateurs cylindriques dont le col et la cavité ont des sections circulaires de rayons r et R , Ingard [30] propose l'expression suivante

$$\Delta e_3 = \frac{16}{3\pi} r \left(1 - 0.625 \frac{r}{R} \right) \quad (2.9)$$

Panton [105] a suggéré d'utiliser la correction de col d'Ingard pour les résonateurs cylindriques. Il a élaboré une expression améliorée qui dépend de la profondeur de la cavité et qui s'écrit

$$\Delta e_4 = \frac{16}{3\pi} r \left(1 - 0.625 \frac{r}{R} \right) + \frac{1}{3} D_c \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.10)$$

Enfin la correction proposée par Gallas [106] est

$$\Delta e_5 = \frac{8}{3\pi} r + \frac{1}{3} e \quad (2.11)$$

La fréquence de Helmholtz donnée par l'équation (a) en fonction de la correction du col s'écrit

$$f_0 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S_{col}}{(e + \Delta e_i) V}} \quad (2.12)$$

2.6 Les modèles d'impédance acoustique des plaques micro-perforées dans le régime linéaire

Le mécanisme d'absorption acoustique des liners est la transformation de l'énergie acoustique en chaleur. Lorsque les diamètres de perforation de la couche résistive sont de l'ordre des couches limites visqueuses et thermiques, l'énergie acoustique est dissipée pour des faibles niveaux de pressions incidentes par effet visco-thermique. Pour de grands diamètres de perforation au-delà des couches limites visqueuses et thermiques, l'énergie acoustique est moins dissipée et les liners deviennent médiocres en absorption acoustique. Différents modèles d'impédance acoustique des plaques micro perforées ont été développés pour décrire les propriétés d'atténuation des liners dans le régime linéaire. Les effets d'interaction entre les perforations sur l'absorption ont été étudiés par certains auteurs [7,13,90].

2.6.1 Impédance acoustique des plaques micro perforées par la théorie de Crandall

La propagation des ondes acoustiques a été étudiée par Lord Rayleigh [25] et l'approche simplifiée a été proposée par Crandall [6] dans le cas des tubes courts (par rapport à la longueur d'onde) ce qui a permis de déterminer l'impédance acoustique d'un orifice. Les équations de base utilisées sont celles proposées par Kirchhoff et qui sont : les équations de Navier-Stokes, les équations de continuité, les équations de conduction thermique et les équations d'état d'un gaz [37,107-109]. La première l'hypothèse de Crandall [6] est que la vitesse radiale est négligeable devant la vitesse axiale dans un tube court et sa deuxième hypothèse est que la variation de la vitesse axiale u est beaucoup plus importante suivant l'axe radial que suivant l'axe axial \vec{z} (figure 2.14).

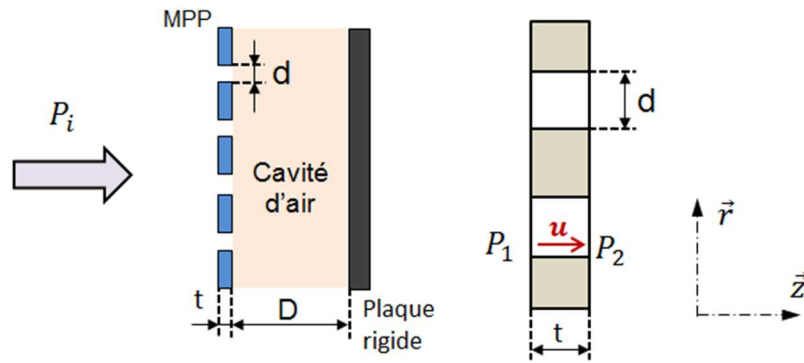


Figure 2. 14 : Plaque micro perforée couplée à la cavité d'air.

Pour des diamètres de perforation très petits et une épaisseur t petite devant la longueur d'onde, l'impédance d'une perforation est donnée par :

$$Z_{perf} = j\omega\rho_0 t \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

Où J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1, t est l'épaisseur du tube. La constante de perforation x est proportionnelle au rapport du rayon de perforation sur l'épaisseur de la couche limite visqueuse. Elle est donnée

par $x = d\sqrt{\omega\rho_0/4\eta}$ avec η la viscosité dynamique du fluide, ρ_0 la masse volumique. A cause de la présence d'un rayonnement sonore à la terminaison des tubes, Rayleigh a montré qu'une correction devait être apportée à l'impédance de la perforation. Pour cela, le système a été identifié au rayonnement d'un piston bafflé. La correction de la réactance de l'impédance d'une perforation est faite par l'addition de la réactance de l'impédance de rayonnement du piston bafflé [24] qu'on multiplie par deux pour les deux terminaisons. Les vibrations des particules d'air sur le baffle en sortie de la perforation contribuent à une augmentation des effets thermo-visqueux. Pour prendre cet effet en compte, Rayleigh [25] propose d'ajouter à la résistance acoustique un facteur R_s donné par $R_s = 0.5\sqrt{2\eta\rho_0\omega}$. L'impédance de la plaque micro perforée s'écrit alors :

$$Z_{MPP} = \frac{\sqrt{2\eta}x}{\phi d} + \rho_0 \frac{\omega^2 d^2}{8\phi c_0} + \frac{j\omega\rho_0}{\phi} \left\{ 0.85d + t \left[1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right]^{-1} \right\} \quad (2.14)$$

2.6.2 Modèle de Maa

Maa [5] a proposé un modèle d'impédance acoustique des plaques micro perforées en utilisant la théorie de Crandall [6] sur la propagation acoustique dans des tubes courts. Après introduction des corrections de longueur, l'expression de l'impédance est donnée par :

$$Z_{MPP} = \frac{32\eta t}{\phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32t} \right] + j \frac{\omega\rho_0 t}{\phi} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{9 + x^2/2}} + 0.85 \frac{d}{t} \right] \quad (2.15)$$

2.6.3 Modèle du fluide équivalent

Cette méthode est développée par Atalla et Sgard [1] pour modéliser une plaque micro perforée comme un fluide équivalent en suivant le modèle de Johnson-Allard pour l'étude des milieux poreux avec une densité effective. Dans cette approche, la tortuosité est une fonction de la longueur de correction induite par le rayonnement de la plaque micro perforée. L'impédance acoustique s'écrit :

$$Z_{MPP} = j \frac{\omega h}{\phi} \tilde{\rho}_e \quad (2.16)$$

Où $\tilde{\rho}_e$ est la densité effective reliée à la densité de l'air ρ_0 par la tortuosité dynamique $\tilde{\alpha}$ ($\tilde{\rho}_e(\omega) = \rho_0 \tilde{\alpha}$). L'expression de la densité effective est donnée par [1] :

$$\tilde{\rho}_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_\infty^2}{\phi^2 \sigma^2 \Lambda^2}} \right) \quad (2.17)$$

Λ est la longueur caractéristique visqueuse, σ la résistivité au passage de l'air, ϕ le taux de perforation, α_∞ la tortuosité. Pour des perforations circulaires, la longueur caractéristique correspond au rayon de perforation ($\Lambda = r$) la résistivité au passage de l'air est reliée au rayon et taux de perforation par : $\sigma = 8\eta/(\phi r^2)$ La tortuosité s'exprime par :

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\varepsilon_e}{t} \quad (2.18)$$

La longueur de correction ε_e dépend du taux de perforation de la plaque et du rayon de perforation $\varepsilon_e = 0.48\sqrt{\pi r^2} (1 - 1.14\sqrt{\phi})$.

2.6.4 Modèle d'Allard Ingard

Le modèle d'impédance acoustique de la plaque micro perforée proposé par Allard et Ingard [1] est donné par :

$$Z_{MPP} = \left(\frac{2t}{r} + 4 \right) \frac{R_s}{\phi} + j \frac{\omega \rho_0}{\phi} (2\varepsilon_e + t) \quad (2.19)$$

Avec $\varepsilon_e = 0.48\sqrt{\pi r^2} (1 - 1.14\sqrt{\phi})$ et $\sqrt{\phi} < 4$

2.6.5 Modèle de Beranek Ingard

Le modèle d'impédance acoustique de la plaque micro perforée proposé par Beranek et Ingard [111] est similaire à l'impédance donnée en équation (2.19) et s'écrit:

$$Z_{MPP} = \left(\frac{2t}{r} + 4 \right) \frac{R_s}{\phi} + j \frac{\omega \rho_0}{\phi} (2\varepsilon_e + t) + j \left(\frac{2t}{r} + 4 \right) \frac{R_s}{\phi} \quad (2.20)$$

Où $\varepsilon_e = 0.48\sqrt{\pi r^2} \left(1 - 1.47\sqrt{\phi} + 0.47\sqrt{\phi^3}\right)$

2.7 Les modèles d'impédance acoustique des plaques micro perforées dans le régime non linéaire

Dans la nacelle d'un turboréacteur, les traitements acoustiques sont soumis à de fortes intensités d'excitation acoustique et à un écoulement rasant dont le nombre de Mach peut atteindre 0.6. Ils sont alors sujets aux effets non linéaires et les interactions entre champs aérodynamique et acoustique influent sur leurs propriétés d'absorption. Plusieurs auteurs ont étudié les effets non linéaires des orifices. Ingard et Labate [9] ont montré la formation du *vortex shedding* à la sortie des orifices pour des niveaux de pression (SPL) élevés par une étude sur l'impédance non linéaire des orifices. Ingard et Ising [10] ont étudié expérimentalement les caractéristiques acoustiques non linéaires d'un orifice en mesurant simultanément la vitesse particulaire et la pression au sein d'un orifice. Ils ont noté que pour des niveaux de pression élevés, la vitesse particulaire dans la perforation est caractérisée par un jet turbulent avec la formation des tourbillons et l'influence d'un écoulement d'air uniforme sur l'impédance d'un orifice est aussi similaire à celle des niveaux de pressions élevées en absence d'écoulement. Les travaux d'Ingard ont été repris par Cummings et Eversman [112] et appliqués à la transmission acoustique d'un orifice de plaque mince pour des excitations acoustiques de très forte amplitude. L'approche proposée par Cummings et Eversman [112] est appuyée par une étude expérimentale faite par Salikuddin [113] qui a étudié entre autre la transmission de plaques micro perforées (MPP) seules pour des forts niveaux d'excitation. A l'aide d'un dispositif photographique, il a pu montrer la formation de vortex aux embouchures de la MPP. Cummings [15-16] a démontré que pour des hauts SPL, l'énergie acoustique est convertie en énergie cinétique rotationnelle des structures tourbillonnaires. Ainsi pour les faibles intensités de source acoustique, c'est-à-dire dans le domaine de l'acoustique linéaire, l'énergie acoustique est dissipée par pertes visco-thermiques dans les couches limites autour des orifices, ainsi que par la diffraction de l'onde sonore à travers l'orifice *via* une résistance de rayonnement mais pour de forts niveaux d'excitation, ces effets restent présents mais la dissipation est dominée par le phénomène de *vortex shedding* où l'énergie acoustique est convertie en énergie cinétique rotationnelle avec la formation de

structures tourbillonnaires. Roche [85] a simulé la vitesse particulaire autour du col d'un résonateur d'Helmholtz. L'évolution de cette vitesse est montrée sur la figure 2.15 :

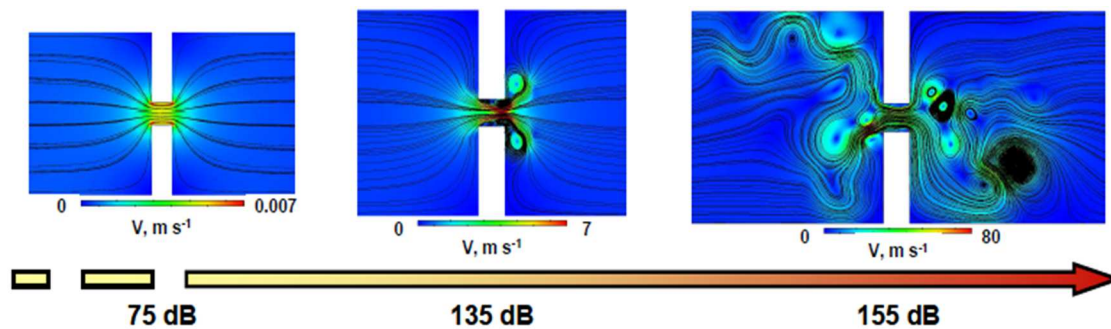


Figure 2.15 : Évolution du champ de vitesse et des lignes de champ associées [85]

On note qu'à 75 dB, les vitesses particulières acoustiques sont pratiquement nulles et leurs lignes de champs sont régulières. L'énergie acoustique est principalement absorbée par des frottements visqueux. A 135dB, on observe l'apparition des premières structures tourbillonnaires sous la forme de paires de tourbillons contrarotatifs confinés aux deux extrémités du col. A 155dB, les tourbillons sont libres et expulsés de part et d'autre du col avec une augmentation de la vitesse. Une partie de l'énergie acoustique est transformée en énergie cinétique rotationnelle transportée par les tourbillons avant d'être convertie en chaleur. Les effets non linéaires entraînent une augmentation de la vitesse particulaire dans la perforation de sorte que les propriétés acoustiques de la plaque micro perforée notamment l'impédance acoustique deviennent dépendantes de cette vitesse

2.8 Les méthodes et moyens de mesure des traitements acoustiques

2.8.1 Le tube d'impédance

La méthode du tube à impédance a été initiée par Chung et Blaser [33]. Elle est utilisée pour des mesures d'impédance des matériaux en absence d'écoulement. C'est un dispositif expérimental (figure 2.16) permettant la mise en évidence des ondes stationnaires sonores dans un tube rempli d'air et étanche. Une source sonore plaçant à une extrémité du tube génère une onde incidente qui va être partiellement réfléchiée par le matériau à étudier fermant l'autre extrémité du tube. Les ondes sonores réfléchiées

interfèrent et donnent naissance à un système d'ondes stationnaires. Une onde plane se propage suivant l'axe du tube pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du tube. On peut alors déterminer le coefficient d'absorption à partir du coefficient de réflexion ou de l'impédance de surface.

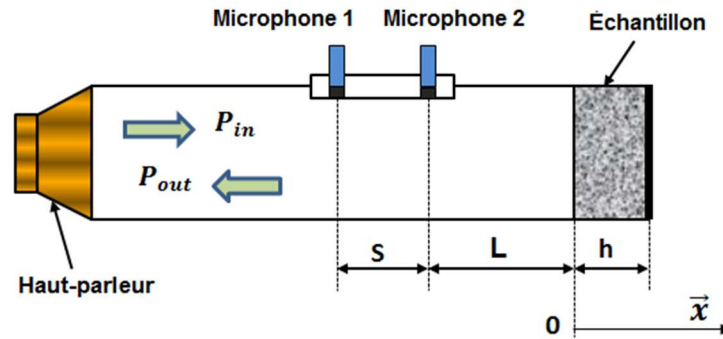


Figure 2.16 : Tube d'impédance

La pression résultante du haut-parleur est donnée par P_{in} et la pression réfléchiée par P_{out} . L'impédance du matériau est obtenue à partir de la fonction de transfert entre les deux microphones (ASTM E-1050 [114]). La fonction de transfert est

$$H_{12} = P_2 / P_1 \quad (2.21)$$

Le coefficient de réflexion est donné par

$$R = \left(\frac{H_{12} - e^{-jks}}{e^{jks} - H_{12}} \right) e^{2jk(L+s)} \quad (2.22)$$

Avec k le nombre d'onde. L'impédance de surface normalisée s'écrit :

$$Z_s = \frac{1+R}{1-R} \quad (2.23)$$

Le coefficient d'absorption est calculé par la formule :

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (2.24)$$

2.8.2 Les méthodes de mesure sous incidence rasante

2.8.2.1 Méthode de mesure à deux microphones

Cette méthode à deux microphones est mise au point par Dean [115] et est très répandue de par sa simplicité de mise en œuvre. La plaque perforée d'épaisseur t est placée au-dessus d'une cavité de longueur D ayant un fond rigide (Figure 2.17). La méthode

consiste à mesurer la pression acoustique en surface de la couche résistive P_2 et la pression P_0 au fond de la cavité du nid d'abeille pour en déduire la vitesse acoustique à la surface du matériau, donnant ainsi accès à l'impédance.

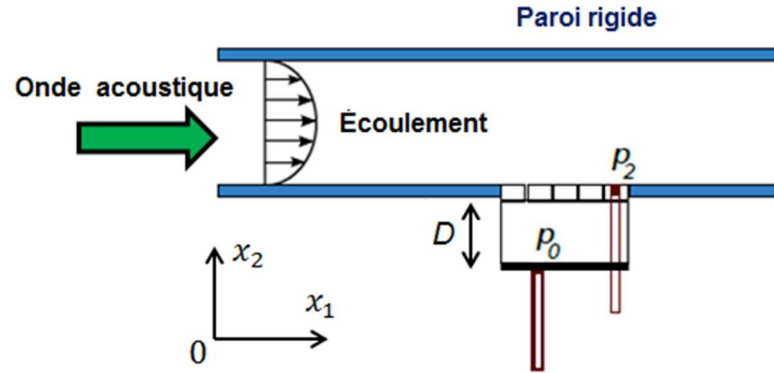


Figure 2.17 : Méthode à deux microphones avec écoulement

Comme hypothèses, les dimensions transversales des cavités sont petites devant la longueur d'onde ($\sqrt{s} \ll \lambda/2$), la couche résistive est mince ($t \ll \lambda$), le fond de la cavité et ses parois sont rigides. L'impédance de surface normalisée du liner est donnée sous la vérification des hypothèses par

$$Z_s = \frac{-j}{\sin(k_0 D)} \frac{P_2}{P_1} - j \cot(k_0 D) \quad (2.25)$$

Cette méthode a été testée au GAUS [116]. Elle est cependant mise en défaut lorsque les cavités sont remplies par un matériau poreux. Plusieurs bancs d'essai ont été développés pour caractériser les traitements acoustiques avec écoulement d'air rasant. Une présentation des bancs d'essai peut se trouver dans la référence [116].

2.8.2.2 Banc de l'ONERA utilisant la Vélocimétrie Laser Doppler

Un banc d'essai (figure 2.18) appelé B2A (Banc Aéro-Thermo-Acoustique) a été développé par le centre français de recherche aérospatiale ONERA [117] et est composé d'un générateur d'écoulement, de la source acoustique, d'une cellule de mesure (porte échantillon) ayant des parois transparentes en silice nécessaire au passage du rayon laser pour effectuer les mesures par vélocimétrie Laser Doppler, une sortie (pavillon de forme exponentielle). La vitesse d'écoulement d'air peut aller jusqu'à Mach 0.5 et la

température de l'air injecté peut atteindre 300°C . Les ondes acoustiques provenant de la source constituée de deux haut-parleurs et se propageant dans le tube sont planes sur une bande fréquentielle $[300 - 3450 \text{ Hz}]$. Les niveaux de pression avoisinent 140 dB .

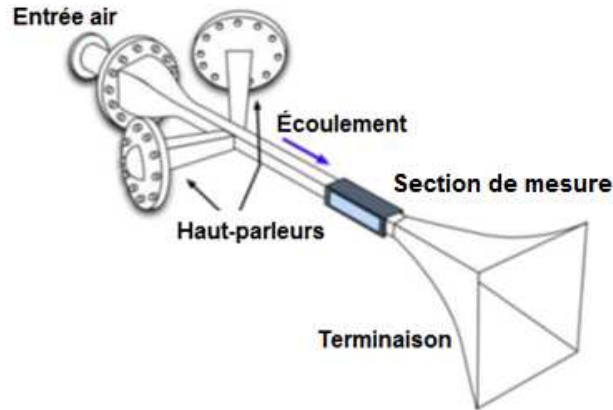


Figure 2.18 : Schéma d'ensemble du banc B2A [117]

2.8.2.3 Banc de l'Université de Maine

Le banc d'essai illustré sur la [figure 2.19](#) a été développé par l'Université de Maine [118] pour caractériser les traitements acoustiques avec écoulement rasant. La section du tube est de $15\text{mm} \times 100\text{mm}$ et la plage fréquentielle est $[70-3000\text{Hz}]$, le compresseur génère un écoulement de Mach allant à 0.3 et le niveau de pression acoustique maximal est de 140dB . Le banc possède deux terminaisons anéchoïques d'une part et d'autre de la section de mesure.

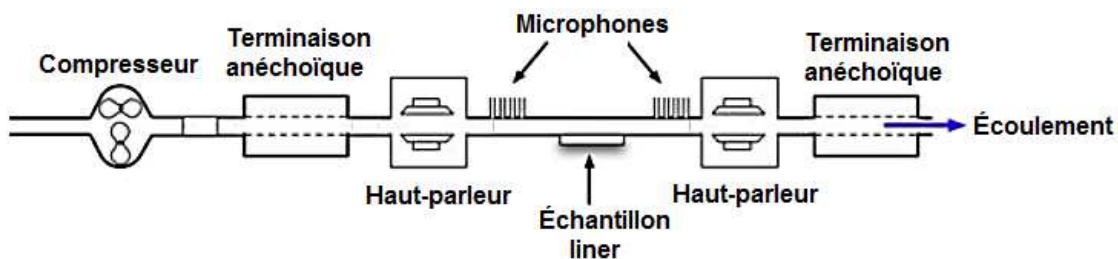


Figure 2. 19 : Banc d'essai de l'Université du Maine [118]

2.8.2.4 Banc du KTH

Ce banc (figure 2.20), conçu au laboratoire d'acoustique de l'Institut Royal de Technologie de Stockholm [119] est composé d'un générateur d'écoulement, une source constituée de haut-parleurs, une terminaison anéchoïque. Les dimensions du porte échantillon sont de 40mm x 26mm avec la cavité de profondeur 20mm. La vitesse d'écoulement maximale est de Mach 0.3 et la plage fréquentielle est de 550 à 4500 Hz sans écoulement et de 515 à 4100 Hz avec écoulement.

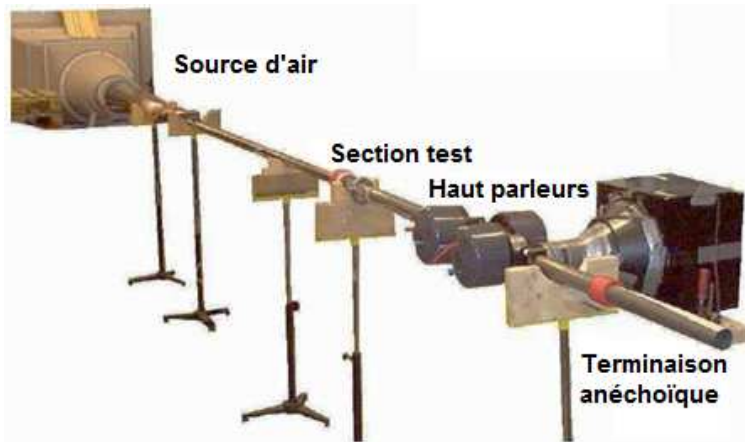


Figure 2. 20 : Banc de mesure de KTH [119]

2.8.2.5 Le banc de mesure IMPEC d'Airbus

Le banc d'essai IMPEC (figure 2.21) a été développé au Laboratoire d'Acoustique d'Airbus et est constitué d'un générateur d'air, d'une cuve de stabilisation, d'une source acoustique qui permet d'atteindre un niveau de pression de 160 dB sans écoulement et 142 dB avec écoulement rasant de Mach 0.55, d'un plénum composé par une chambre avec de la laine de verre pour minimiser le coefficient de réflexion, d'une section de mesure et des capteurs de température et de pression. Le porte échantillon est de dimension 24mm x 24mm avec une cavité de profondeur 10 mm

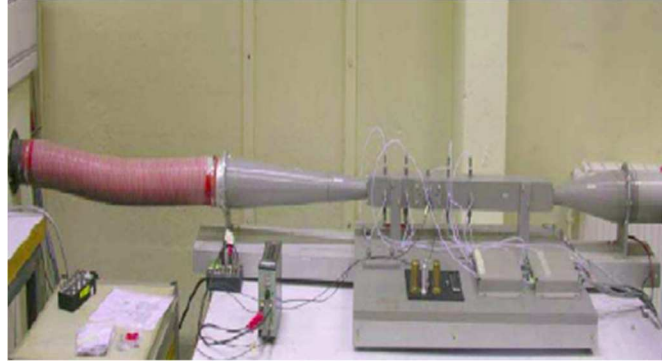


Figure 2.21: Banc d'essai IMPEC d'Airbus.

2.8.2.6 Les bancs de la NASA

Ces bancs sont présentés dans la référence [89]. Le premier banc (figure 2.22) utilisé par le « NASA Langley Research Center » pour les développements initiaux de la méthode inverse d'identification d'impédance fut le *Flow-Impédance Tube* (FIT) [120,121] ayant une section de 51 mm x 51 mm et pouvant accueillir des liners de longueur allant à 411mm. La source acoustique est constituée de quatre haut-parleurs permettant d'avoir un niveau de pression de 155 dB sur une bande de fréquence de 300 à 3000 Hz.

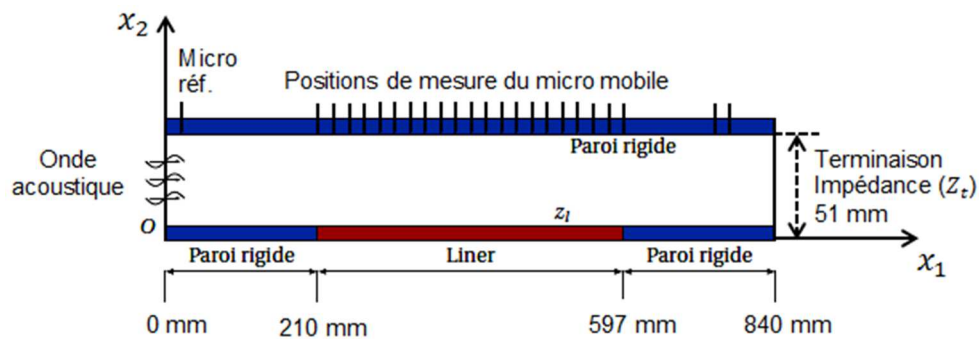


Figure 2.22 : Schéma 2D du banc d'essai NASA-FIT

Le banc (FIT) a subi des modifications [122] pour être appelé *Grazing Incidence Tube* (GIT). Le microphone mobile a été remplacé par une grille de 95 microphones répartis sur les quatre parois du conduit. Ainsi, 31 microphones sont dédiés à la mesure de la pression acoustique en paroi supérieure rigide (figure 2.23)

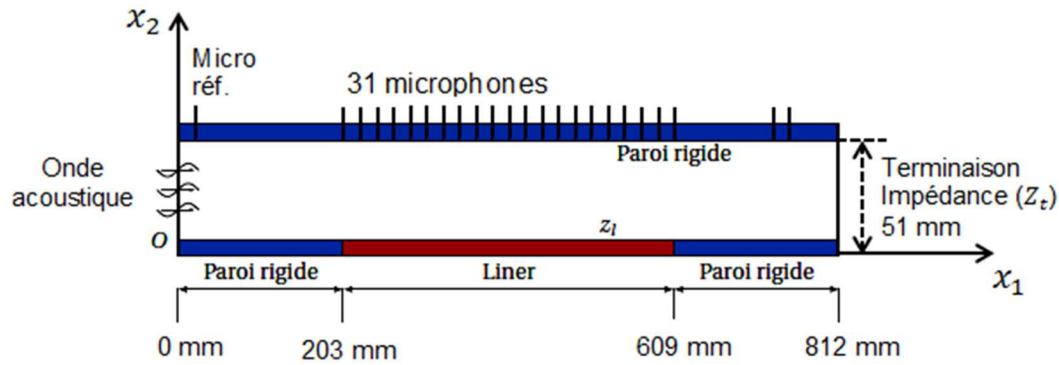


Figure 2.23 : Schéma 2D du banc d'essai NASA-GIT

2.8.2.7 Le banc de mesure du NLR

Ce banc d'essai (figure 2.24) est développé au National Aerospace Laboratory (NLR) et utilise la méthode de mesure à deux microphones [123]. Il est constitué d'un compresseur, d'une chambre de combustion du gaz, d'une conduit rectangulaire de 1.2m de long et de section 50mm x 150mm (réalisé avec des plaques d'acier inoxydable de 3 mm d'épaisseur), d'une section d'essai du liner, d'une cellule de mesure pour la méthode à deux microphones in situ de forme annulaire de 12mm de diamètre intérieur et de 42mm pour l'extérieur avec une profondeur de 14mm, des haut-parleurs et des thermocouples. La température maximale que peut atteindre ce banc est 500°C pour un nombre de Mach de 0.35 et de 440°C pour un nombre de Mach de 0.4. La fréquence de coupure de ce tube dépend des dimensions du début de section et aussi de la température : à 20°C elle est de 3500Hz et à 500°C, elle est de 5000Hz.

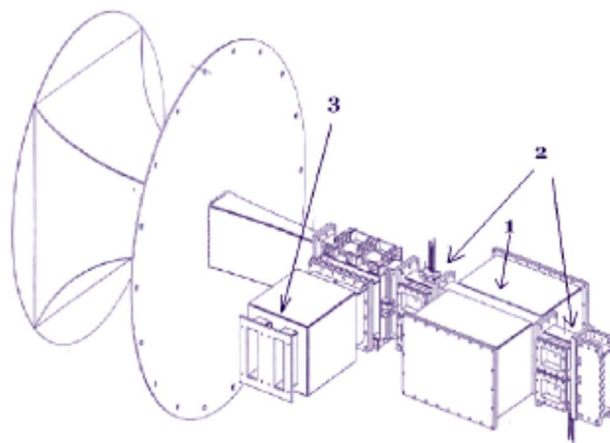


Figure 2.24 : Banc d'essai du NLR [123]

CHAPITRE 3

MODÉLISATION ACOUSTIQUE DES SYSTÈMES ABSORBANTS CONSTITUÉS DE PLAQUES MICRO-PERFORÉES SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION

3.1 Avant-propos

Auteurs et affiliations :

Zacharie LALY, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie,
Département de génie mécanique, GAUS.

Noureddine Atalla, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département
de génie mécanique, GAUS.

Sid-Ali Meslioui, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada

Date de soumission : 25 Janvier 2017

Soumission de la version révisée : 25 Août 2017

Date d'acceptation : 16 Octobre 2017

Revue : Journal of Sound and Vibration

Titre français : Modélisation acoustique des plaques micro-perforées sous hauts niveaux
de pression par l'approche du fluide équivalent

Contribution au document :

Cet article contribue à la thèse en mettant en place un modèle d'impédance acoustique
des plaques micro-perforées dans le domaine non linéaire pour la prédiction des réponses
acoustiques des liners sous des forts niveaux de pressions.

Résumé français :

Un modèle d'impédance acoustique pour caractériser les plaques micro-perforées à des niveaux de pression acoustique élevés est proposé. Le modèle est basé sur l'approche du fluide équivalent où la plaque micro perforée est modélisée avec une densité effective qui est fonction de la fréquence suivant la méthode de Johnson-Allard pour les matériaux poreux à squelette rigide et les paramètres de fluide équivalent tels que la tortuosité et la résistivité sont exprimés en fonction de la pression acoustique incidente qui est considérée comme une variable principale. Contrairement aux modèles existants qui sont limités aux plaques micro-perforées couplées à la cavité d'air, le modèle actuel prédit correctement la réponse acoustique d'une plaque micro perforée couplée à des milieux poreux en général qui peuvent être une cavité d'air, un matériau poreux ou un écran résistif. Un panneau micro-perforé couplé à des milieux poreux induit une distorsion d'écoulement causée par les perforations à travers les milieux poreux, de sorte que la plaque micro-perforée est modélisée dans ce cas en utilisant une tortuosité équivalente où un terme de correction est proposé pour tenir compte de la distorsion d'écoulement et ce terme dépend de la tortuosité dynamique de la couche poreuse et de la pression acoustique incidente. Le modèle d'impédance proposé est comparé numériquement avec d'autres modèles d'impédance non linéaires existants pour différentes configurations des plaques micro perforées. Les résultats montrent un bon accord entre eux pour des niveaux de pression acoustique allant jusqu'à 150 dB. En outre, des mesures expérimentales ont été effectuées à l'aide du tube d'impédance classique sur plusieurs plaques micro perforées couplées à des cavités d'air ou des matériaux poreux. Une bonne corrélation entre les résultats théoriques et expérimentaux est obtenue. Certains résultats de validation et d'évaluation sont illustrés et discutés dans cet article. Il est démontré que les niveaux de pression acoustique élevés diminuent la tortuosité et augmentent la résistivité de la plaque micro perforée. En outre, la dissipation d'énergie acoustique par les liners avec un diamètre de perforation important qui est faible dans le régime linéaire peut devenir importante et intéressante à un niveau de pression acoustique élevé.

Acoustical modeling of micro-perforated panel at high sound pressure levels using equivalent fluid approach

Zacharie Laly^a, Nouredine Atalla^a, Sid-Ali Meslioui^b

^a*GAUS, Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada J1K 2R1*

^b*Acoustics, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada J4G 1A1*

3.2 Abstract

An acoustic impedance model to characterize micro-perforated panels at high sound pressure levels is proposed. The model uses a rigid frame porous medium, where the micro-perforated panel is modeled with an effective density, function of the frequency following the approach of Johnson-Allard and the equivalent fluid parameters such as the tortuosity and the flow resistivity are expressed as function of the incident sound pressure which is considered as a main variable. Unlike existing models which are limited to micro-perforated panels coupled to air cavity, the present model predicts correctly the acoustic response of micro-perforated panel backed by porous media which can be air cavity, porous material or resistive screen. Micro-perforated panel backed by porous media involves a distortion of the flow caused by the perforations through the porous media, thus the micro-perforated panel is modeled in this case using an equivalent tortuosity where a correction term is proposed to account for the flow distortion effect and it depends on the dynamic tortuosity of the porous layer and the incident sound pressure. The proposed impedance model is compared numerically with other existing nonlinear impedance models for different configurations of the micro-perforated panel. The results show a good agreement among each other for sound pressure levels up to 150 dB. In addition, experimental measurements were performed on several micro-perforated panels backed by air cavities or porous material using the classical impedance tube. A good correlation between theoretical and experimental results is obtained. Some validation and benchmarking results are illustrated and discussed in this paper. It is

shown that the high sound pressure levels decrease the tortuosity and increase the flow resistivity of the micro-perforated panel. Furthermore, the acoustic energy dissipation by the micro-perforated panel absorber with a large perforation diameter which is low in the linear regime can become important and interesting at high sound pressure level.

Keywords: acoustic impedance, nonlinear model, micro-perforated panel absorber, equivalent fluid approach, experimental measurements, sound absorption.

3.3 Introduction

Micro-perforated panel (MPP) unlike ordinary perforated panel where the perforations are in order of millimeters or even centimeters is a panel where the perforations are reduced to submillimeter size to generate more acoustic resistance with a low perforation ratio and low acoustic mass reactance. In many application fields such as civil engineering, exhaust systems and ducts, architecture, transportation industry and aeronautic, MPP is widely used for noise reduction. In turbofan engine, the nacelle is lined with the acoustic liners made of a thin layer (MPP or wire-mesh), a cellular separator such as honeycomb and a rigid backplate in order to reduce the engine fan noise. Conventional porous materials like foams and fibres are flammable and difficult to maintain and cannot be used in environments with a temperature gradient while the MPP can withstand high temperatures. The MPP absorber presents an interesting sound absorption in low and medium frequency.

In linear regime, different theoretical and experimental approaches were carried out to characterize the acoustic properties of the MPP. Atalla and Sgard [1] and Atalla et al. [2] modeled the MPP as an equivalent fluid using Johnson-Allard method [3] for a rigid frame porous material. Maa [5] developed an acoustic impedance model of MPP based on Crandall's theory [6] for the acoustic wave propagation in short and narrow circular tubes. The absorbent system constituted of MPP backed by an air cavity and rigid wall can be assimilated to a distribution of Helmholtz resonator [3] with viscous and thermal dissipation on the surfaces and the neck. The effect of interaction between perforations on the acoustic properties of the MPP absorber is analysed by some authors [7,13]. The sound absorption mechanism in the linear regime is the conversion of acoustic energy

into heat through friction by viscous and thermal effects when the dimensions of the perforations are in the order of viscous and thermal boundary layers thicknesses.

Several studies [4,8-21,28] were published on the acoustic nonlinear effects of orifices. Maa [8] explained that the acoustic non linearity of an orifice is an external phenomenon and proposed a nonlinear acoustic impedance model of the MPP where the specific nonlinear resistance expression is the Mach number in the perforation of the MPP divided by the percentage open area (POA). Ingard and Labate [9] noted the jet formation and vortex at the exit of orifices by investigating circulations in air caused by sound waves. They showed the existence of pulsatory effects resulting in the formation of jets and vortex rings at high sound pressure levels (SPL). The nonlinear properties of the acoustic impedance of an orifice are closely connected with the circulation effects. Ingard and Ising [10] investigated experimentally the nonlinear acoustic behavior of an orifice by measuring simultaneously with a hot wire the flow velocity in the orifice and the acoustic pressure fluctuations. In the linear regime, they showed that the relation between the pressure and velocity amplitudes was linear but at large velocity amplitude, it approached a square-law relation and in this region, the acoustic resistance of the orifice dominated and varied linearly with respect to the orifice particle velocity. Furthermore, they demonstrated by their measurements at high SPL the flow separation through the orifice in the form of a high velocity jet. Ingard [11] computed the nonlinear absorption characteristics of a resonator absorber as a function of frequency. He proposed a nonlinear resistance of an orifice which is dependent upon the acoustic particle velocity in the orifice. Guess [12] determined the parameters of a single layer perforated plate by a mathematical procedure leading to elaboration of a specific acoustic resistance and reactance of MPP. Melling [13] developed a theoretical modelling of the impedance of perforates at higher levels based on a quasi-steady approximation to the acoustic flow through the orifice. This approach yields a formula for the nonlinear acoustic resistance that depends on the discharge coefficient. Chang and Cummings [14] and Cummings [15,16] studied the acoustic behavior of orifices at high SPL using a time domain approach. They presented one dimensional numerical model for the perforated plate. Kraft et al. [17,18] worked on acoustic treatment panels for high SPL leading to development of an impedance model of MPP where the resistance and the reactance are

independent of frequency. Hersh et al. [19] derived one dimensional empirical impedance model for Helmholtz resonators constructed with circular orifices. The resonator geometry and incident sound pressure amplitude are considered in the model. Tayong et al. [20] proposed a model based on dimensional analysis and Forchheimer's law to investigate the acoustic behavior of MPP at high pressure excitation. Recently, Soon-Hong PARK [21] developed an empirical acoustic resistance model of a MPP which is given as a function of the incident sound pressure and the parameters of the MPP such as the thickness of the panel, the diameter of the orifice and the perforation ratio.

In this paper, an acoustic impedance model for predicting the acoustic response of MPP in high sound pressure environment is presented in section 3. The model is an extension of the linear equivalent fluid impedance model developed by Atalla and Sgard [1]. The parameters of the linear impedance model are modified to account for the nonlinear phenomena induced by the high SPL. The flow resistivity and the tortuosity of the MPP are shown to be dependent upon the acoustic particle velocity in the orifice and are expressed as functions of the incident pressure on the surface of the perforations. The main variable in the model is the incident pressure. The proposed model is verified by comparison with others nonlinear existing models and experimental results in sections 4 and 5. In section 6, micro-perforated panels backed by porous media are modeled and tested experimentally. Unlike existing models which are limited to MPP backed by an air cavity, the present model predicts well the acoustic properties of MPP at high SPL and couples with various domains such as an air cavity, a porous material or a resistive screen. When a porous media backs the MPP, a correction to the equivalent tortuosity is proposed to account for the effect of the flow distortion caused by the perforations through the porous media. Finally, section 7 presents the effect of the high SPL on the acoustic behavior of the MPP absorber. It is demonstrated that the increase in SPL causes a decrease of the tortuosity while the flow resistivity increases and the nonlinear phenomena dissipate acoustic energy so that a MPP absorber with a large orifice diameter which is not efficient at low pressure levels can be a good absorber at high SPL.

3.4 Review of acoustic impedance models of MPP at high SPL

Cummings [15] noted that the loss of acoustic power at the orifice is consistent with the transfer of this power into the kinetic energy of two trains of ring vortices shed alternately from both sides of the orifice. Ingard and Labate [9] explained that the nonlinear absorption of a sound wave is due to the presence of circulation effects; in the jet region, the acoustic energy is transformed into kinetic energy of the jet which should equal the nonlinear part of the absorbed energy in the sound wave. Several studies [8,12,13,21] show that the normalized specific resistance of the MPP results from the addition of the linear and nonlinear resistance terms and is written as

$$R = R_L + \theta_{nl}, \quad (3.1)$$

where R_L is the normalized specific linear resistance and θ_{nl} is the normalized nonlinear specific resistance. The results of Ingard and Ising [10] indicate that the orifice resistance varies linearly with the velocity amplitude when the orifice diameter is larger than the panel thickness. The specific nonlinear resistance of the MPP due to the high SPL is given according to Ingard [11] by

$$\theta_{nl} = \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_0} V_a, \quad (3.2)$$

with ϕ the Percentage Open Area (POA) of the MPP, c_0 the speed of sound in air and V_a the amplitude of the particle acoustic velocity in the orifice. Zinn [26] proposed a nonlinear resistance of Helmholtz resonator as a function of discharge coefficient with an empirical factor $4/3\pi$ and as reported in others works [12,13,30], the nonlinear resistance θ_{nl} can be given by

$$\theta_{nl} = \frac{4}{3\pi} \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_0 C_D^2} V_a, \quad (3.3)$$

where C_D is the discharge coefficient varying between 0.6 and 0.8. The expression of the resistance in Eq. (3.3) was used by Malmay et al. [29] to compare impedance models of MPP and experimental measurements with grazing air flow. The high excitation pressure involves nonlinear phenomena which change also the reactance of the perforated panel. It was suggested by Ingard and Ising [10] that nonlinear orifice jetting reduces orifice end correction. Furthermore, experimental measurements in reference [27] show that as the

SPL is increased, the end correction approaches one-half of its low amplitude value [12]. This is due to the turbulent jet formation at the exit of the orifice. Thus, Guess [12] proposed to multiply the correction length in the expression of the linear acoustic reactance of the MPP by the following factor

$$\xi = \frac{1 + 5000M_a^2}{1 + 10000M_a^2}. \quad (3.4)$$

The quantity $M_a = V_a / c_0$ is the orifice Mach number.

Figure 3.1 illustrates MPP backed by an air cavity and a rigid wall with the sound incidence pressure on the surface of the perforations \bar{P}_i . The hole diameter is d , the thickness of the panel is h and the cavity depth is D . The system is known as micro-perforated panel absorber. It is a locally reacting absorber where sound propagation is normal to the MPP surface. The impedance of a locally reacting absorber is independent of the angle of incidence [23].

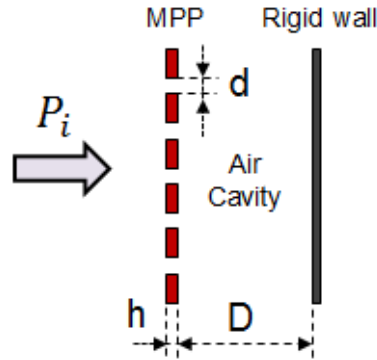


Figure 3.1 Micro-perforated panel backed by air cavity.

The acoustical propagation in short tube [22] was studied by Crandall [6]. Based on this theory, the normalized acoustic impedance of an orifice in the linear regime was derived as follows [13]:

$$Z_{perf} = j\omega \frac{h}{c_0} \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

where ω is the angular frequency, j is the imaginary complex number ($j^2 = -1$), J_0 and J_1 are respectively the Bessel function of the first kind of orders 0 and 1, the perforate

constant x is proportional to the ratio of the radius to the viscous boundary layer thickness of the air in the orifice and is given by $x = 0.5d\sqrt{\omega\rho_0/\eta}$, with η the dynamic viscosity and ρ_0 the density of air. The limiting values of Z_{perf} in Eq. (3.5) based on Bessel functions are [6] $4j\rho_0 h\omega/3 + 32\eta t/d^2$ as $x < 1$ and $j\rho_0 h\omega + 4\eta h(1+j)\sqrt{\rho_0\omega/2\eta}$ as $x > 10$. The acoustic impedance of a perforation is linked to the impedance of the MPP by the POA ϕ . An end correction is taken into account for the impedance due to the sound radiating effects at the aperture of the perforation. This effect is identified to the radiation of a circular piston in a baffle [24]. The reactance of the perforation is corrected by adding the reactance of radiation impedance of the piston which is multiplied by two for both ends. The vibration of air particles in the vicinity of the aperture on the baffle causes an additional viscosity that is accounted for by Rayleigh [25] who proposed an additional factor to the resistance given by $R_s = 0.5\sqrt{2\eta\rho_0\omega}$. Using Eqs. (3.3)-(3.5), the normalized impedance of MPP at high SPL can then be written as

$$Z_{NL} = \frac{\sqrt{2\eta}x}{\rho_0 c_0 \phi d} + \frac{\omega^2 d^2}{8\phi c_0^2} + \frac{4(1-\phi^2)}{3\pi\phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} + \frac{j\omega}{\phi c_0} \left\{ \frac{8d}{3\pi} \xi + h \left[1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right]^{-1} \right\}. \quad (3.6)$$

where ξ is given in Eq. (3.4). In Eq. (3.6), $\frac{\sqrt{2\eta}x}{\rho_0 c_0 \phi d}$ corresponds to the resistance caused

by the vibration of air particles in the vicinity of the orifice and $\frac{\omega^2 d^2}{8\phi c_0^2} + j\frac{8\omega d}{3\pi\phi c_0}$ results from the radiation impedance of a circular piston in a baffle [24].

Maa [8] studied the high SPL effects on the acoustic impedance of MPP. He suggested a specific nonlinear resistance of MPP in terms of March number in the orifice divided by the percentage open area. He accounted for the effects of nonlinear phenomena on the reactance by multiplying the correction length by the factor

$1/(1+V_a/\phi c_0)$. Thus, in this model, the normalized resistance R and reactance χ of the MPP are

$$R = \frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32h} \right] + \frac{V_a}{\phi c_0}, \quad (3.7)$$

$$\chi = \frac{\omega h}{\phi c_0} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{9 + x^2/2}} + 0.85 \frac{d}{h} \left(1 + \frac{V_a}{\phi c_0} \right)^{-1} \right]. \quad (3.8)$$

Eqs. (3.7) and (3.8) are derived from the limiting values of Eq. (3.5) and they are valid when $1 < x < 10$ [6,21]. The nonlinear normalized resistance of a panel with a perforation can be expressed by $V_a(1-\phi^2)/\phi c_0$ using Bernoulli's law [21]. For a low perforation ratio, this nonlinear resistance term becomes $V_a/\phi c_0$; this is the expression used in Maa's model. The POA should in consequence be low in order to use this model. Moreover, Maa's nonlinear resistance term depends only on the POA and does not take into account the other parameters of the MPP such as the perforation diameter and the plate thickness. Note that a large discrepancy was observed by Soon-Hong PARK [21] between the predicted resistances using Maa's model and his measurements results.

Soon-Hong PARK [21] proposed an empirical nonlinear resistance θ_{nl} of MPP by considering all geometric parameters of MPP. After an experimental investigation, the nonlinear resistance is given by

$$\theta_{nl} = 1.59\phi^{-0.845} \left(\frac{d}{h} \right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0}. \quad (3.9)$$

This model accounts for the parameters of the MPP and is appropriate for MPP in the launcher fairing application where the overall SPL is around 140 dB. The results of this model are in good agreement with measurements when the perforation ratio is in the range of 1.4% to 5.3%. There is no guarantee for the validity of this model outside this range of perforation ratio.

3.5 The proposed impedance model

In the linear regime, Atalla and Sgard [1] developed an impedance model of a MPP or resistive screens based on an equivalent fluid following the Johnson-Allard approach [3]. The normalized acoustic impedance of the MPP is written as

$$Z_{Linear} = j \frac{\omega h}{\rho_0 c_0 \phi} \tilde{\rho}_e. \quad (3.10)$$

The effective density $\tilde{\rho}_e$ depends of the parameters of the MPP and the frequency. It is linked to the dynamic tortuosity $\tilde{\alpha}$ by the air density ρ_0 ($\tilde{\rho}_e(\omega) = \tilde{\alpha}(\omega) \rho_0$) and is given by

$$\tilde{\rho}_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_\infty^2}{\phi^2 \sigma^2 \Lambda^2}} \right). \quad (3.11)$$

In the case of cylindrical orifices, the flow resistivity σ is related to the POA ϕ and the radius of the perforation r of the MPP by $\sigma = 8\eta / (\phi r^2)$, the viscous characteristic length Λ is equal to the hydraulic radius of the perforation ($\Lambda = r$) and the tortuosity α_∞ is given by

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\varepsilon_e}{h}, \quad (3.12)$$

where ε_e is the correction length which is a function of the perforation radius r and the percentage open area, $\varepsilon_e = 0.48\sqrt{\pi r^2} (1 - 1.14\sqrt{\phi})$ with $\sqrt{\phi} < 0.4$. This model is valid for low SPL. If one increases the SPL, the nonlinear phenomena appear, changing the parameters (the flow resistivity σ and the tortuosity α_∞) of the model. Thus this model cannot be used to characterize the acoustic behavior of MPP in high sound pressure environment. In the present work, the flow resistivity σ and the tortuosity α_∞ are modified to extend the model to high SPL. The nonlinear phenomena reduce the correction length [27] and because the tortuosity of the MPP is a function of the correction length, it will be directly affected by the nonlinear phenomena and will depend upon the particle velocity in the orifice. The flow resistivity will be derived from the specific nonlinear resistance of the MPP which increases significantly with the SPL.

The linear impedance model in Eq. (3.10) can be simplified according to the high or low frequencies. At high frequencies ($\omega D / c_0 \gg 1$), the expression of the dynamic tortuosity is [3]

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \tilde{\alpha}(\omega) = \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{(1-j)}{\Lambda} \sqrt{\frac{2\eta}{\omega \rho_0}} \right) \quad (3.13)$$

The effective density $\tilde{\rho}_e$ becomes

$$\tilde{\rho}_e(\omega) = \alpha_{\infty} \rho_0 \left(1 + \frac{(1-j)}{\Lambda} \sqrt{\frac{2\eta}{\omega \rho_0}} \right) \quad (3.14)$$

Substituting Eq. (3.14) into Eq. (3.10) yields

$$Z_{Linear} = j \frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty} \left(1 + \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_0 \omega \Lambda^2}} \right) + \frac{h \alpha_{\infty}}{\rho_0 c_0 \phi \Lambda} \sqrt{2\eta \rho_0 \omega}. \quad (3.15)$$

Eq. (3.15) shows that the acoustic impedance of the MPP for high frequencies is independent of the flow resistivity. The phenomenon that governs the impedance is the inertial effect that amounts to increasing the mass of the vibrating air and is accounted by using the correction length [1]. The low frequency expression of the dynamic tortuosity is obtained for $\omega D / c_0 \ll 1$; it is given by [3]

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \tilde{\alpha}(\omega) = \alpha_{\infty} + \frac{\sigma \phi}{j \omega \rho_0} + \frac{2\alpha_{\infty}^2 \eta}{\sigma \phi \Lambda^2} \quad (3.16)$$

Thus Eq. (3.10) can be written using Eq. (3.16) as

$$Z_{Linear} = j \frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{2\eta \alpha_{\infty}}{\phi \sigma \Lambda^2} \right) + \frac{\sigma h}{\rho_0 c_0}. \quad (3.17)$$

As it is known that the resistance of the MPP is the contribution of two quantities namely the linear and nonlinear resistance, one can then deduce from Eq. (3.17) that the flow resistivity of the MPP for high SPL results from the contribution of two terms that are the linear flow resistivity σ used by Atalla and Sgard [1] and the nonlinear flow resistivity σ_{nl} caused by the increase in SPL. By dividing the resistive part by the

thickness of the MPP, the flow resistivity will be found at low frequencies. The proposed expression of the flow resistivity σ_t of MPP in higher pressure environment is

$$\sigma_t = \sigma + \sigma_{nl}. \quad (3.18)$$

The nonlinear flow resistivity σ_{nl} is derived from the nonlinear resistance θ_{nl} of MPP. Thus, the general expression of the flow resistivity is written as follows:

$$\sigma_t = \sigma + \zeta \rho_0 c_0 \frac{\theta_{nl}}{h}, \quad (3.19)$$

where ζ is a constant value.

Using the nonlinear resistance θ_{nl} in Eq. (3.3), the flow resistivity σ_t at high SPL can be expressed as

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 (1 - \phi^2)}{\pi h \phi C_D^2} V_a, \quad (3.20)$$

where β is a constant value.

The tortuosity of the MPP is a function of the correction length that accounts for the sound radiation effect at the end of the perforations. As mentioned before, the turbulent jet formation on the side of the perforation reduces the orifice end correction. Thus, the tortuosity will decrease when the SPL becomes higher. In the proposed expression for the tortuosity, one multiplies the correction length ε_e in the linear impedance model [1] by the factor $1/(1 + V_a / \phi c_0)$ following Maa [8]. This factor is a decreasing function of the particle velocity V_a in the orifice. Thus, the proposed expression of the tortuosity at high pressure level is given by

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\varepsilon_{enl}}{h}. \quad (3.21)$$

In Eq. (3.21), ε_{enl} denotes the correction length accounting for the nonlinear effects and interaction between perforations. It is given by

$$\varepsilon_{enl} = \frac{\Psi}{(1 + V_a / (\phi c_0))} 0.48 \sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right], \quad (3.22)$$

where Ψ is a constant value set to 4/3, the parameters a_n are given by

$$a_0 = 1.0, \quad a_1 = -1.4092, \quad a_2 = 0.0, \quad a_3 = 0.33818, \quad a_4 = 0.0 \\ a_5 = 0.06793, \quad a_6 = -0.02287, \quad a_7 = 0.003015, \quad a_8 = -0.01614$$

The effective density of the MPP at high SPL can now be determined by using the expressions of the flow resistivity σ_t in Eq. (3.20) and the tortuosity $\alpha_{\infty nl}$ in Eq. (3.21)

$$\tilde{\rho}_{en}(\omega) = \rho_0 \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{\sigma_t \phi}{j \omega \rho_0 \alpha_{\infty nl}} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty nl}^2}{\phi^2 \sigma_t^2 \Lambda^2}} \right). \quad (3.23)$$

The effective density $\tilde{\rho}_{en}$ in Eq. (3.23) will vary with respect to the particle velocity V_a depending upon the sound pressure. The normalized acoustic impedance of the MPP at high SPL is then given by

$$Z_{MPP} = j \frac{\omega h}{\rho_0 c_0 \phi} \tilde{\rho}_{en}. \quad (3.24)$$

The use of Eqs. (3.20) and (3.22) necessitates an estimation of the velocity in the orifice. In practice, the calculation of the root-mean-squared (rms) velocity \bar{V}_a in the orifice is done iteratively, since it depends on the unknown impedance of the liner. For a sound pressure level L_p at the surface of the facesheet, the rms velocity can be obtained by the following equation [38]

$$\bar{V}_a = \frac{P_{ref} 10^{L_p/20}}{\rho_0 c_0 |Z|}, \quad (3.25)$$

where $|Z|$ is the normalized impedance of the sample under test and P_{ref} the reference pressure ($P_{ref} = 20 \mu\text{Pa}$). The impedance model in Eq. (3.24) can be computed by an iteration procedure [38]. Starting from an initial guess of \bar{V}_a , one calculates the flow resistivity using Eq. (3.20) and the tortuosity using Eq. (3.21), then use Eq. (3.24) to estimate the impedance and use it in Eq. (3.25) for a new value of \bar{V}_a . This procedure must be repeated until the impedance converges. An alternative method to estimate \bar{V}_a is given by Soon-Hong PARK [21]. The relation between the rms velocity \bar{V}_a in the orifice and the rms incident pressure \bar{P}_i can be obtained by using the acoustic circuit analogy [34] and the momentum equation in the form of Bernoulli's law for a laminar and incompressible fluid. The rms velocity is found to be [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (3.26)$$

The flow resistivity of the MPP (Eq. (3.20)) can be expressed as function of the rms incident pressure \bar{P}_i which is the main variable

$$\sigma_i = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 c_0}{\pi h C_D^2} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (3.27)$$

Similarly, the tortuosity (Eq. (3.21)) is expressed as a function of the incident pressure \bar{P}_i

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\Psi}{h} 0.48 \sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right] \left[1 + \frac{1}{(1-\phi^2)} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right) \right]^{-1}. \quad (3.28)$$

The effective density of the MPP in Eq. (3.23) can now be determined as function of the incident pressure \bar{P}_i by using the flow resistivity and the tortuosity which are given in Eqs. (3.27) and (3.28). The acoustic nonlinear impedance of the MPP in Eq. (3.24) can then be expressed as function of the incident pressure \bar{P}_i which is calculated by the relation $\bar{P}_i = P_{ref} 10^{L_{P_i}/20}$ with L_{P_i} the incident SPL.

The resonant sound absorption frequency of the MPP absorber is calculated using the low frequency expression (Eq. (3.17)) of the surface impedance which is expressed in the nonlinear regime as

$$Z_{MPP} = j \frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{2\eta \alpha_{\infty nl}}{\phi \sigma_i \Lambda^2} \right) + \frac{\sigma_i h}{\rho_0 c_0} - j \cot \left(\frac{\omega D}{c_0} \right). \quad (3.29)$$

Eq. (3.29) is valid for low frequencies range ($\omega D / c_0 \ll 1$) with $\sqrt{\phi} < 0.4$.

The resonances of the MPP absorber where the sound absorption coefficient is maximum occur at zeros of the reactance term

$$\frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{2\eta \alpha_{\infty nl}}{\phi \sigma_i \Lambda^2} \right) = \cot g \left(\frac{\omega D}{c_0} \right). \quad (3.30)$$

At low frequencies, the first mode (resonance) of the MPP absorber is given by

$$\omega_r = \sqrt{\frac{\phi c_0^2}{Dh\alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{2\eta\alpha_{\infty nl}}{\phi\sigma_t\Lambda^2}\right)}}. \quad (3.31)$$

Figure 3.2 illustrates the effect of the cavity depth at 140 dB on the resonant sound absorption frequency (Eq. (3.31)) for a MPP absorber with thickness of 1.0 mm, the hole diameter is 0.3 mm and the perforation ratio is 3.0%. The resonant frequency decreases from 3500 Hz to 1000 Hz when the cavity depth increases from 10 mm to 50 mm. Thus a low frequency design of the MPP absorber requires a larger cavity depth because the wavelengths are large in this frequency range. However, the absorption coefficient peak decreases with the cavity depth. This is normal since a MPP backed by an air cavity and rigid wall is mainly a distribution of Helmholtz resonators. The associated quality factor Q is defined by [41] $Q = \omega \left(\frac{\text{Energy stored}}{\text{Power dissipated}} \right)$. If l_n and S_n are respectively the effective length and the cross-sectional area of the neck and V_R the volume of the air cavity, the quality factor is given by $Q = 2\pi\sqrt{l_R^3 V_R / S_R^3}$ [39]. Thus if one increases the cavity depth; the volume of the cavity increases and the quality factor increases. This implies a low acoustic dissipation [41].

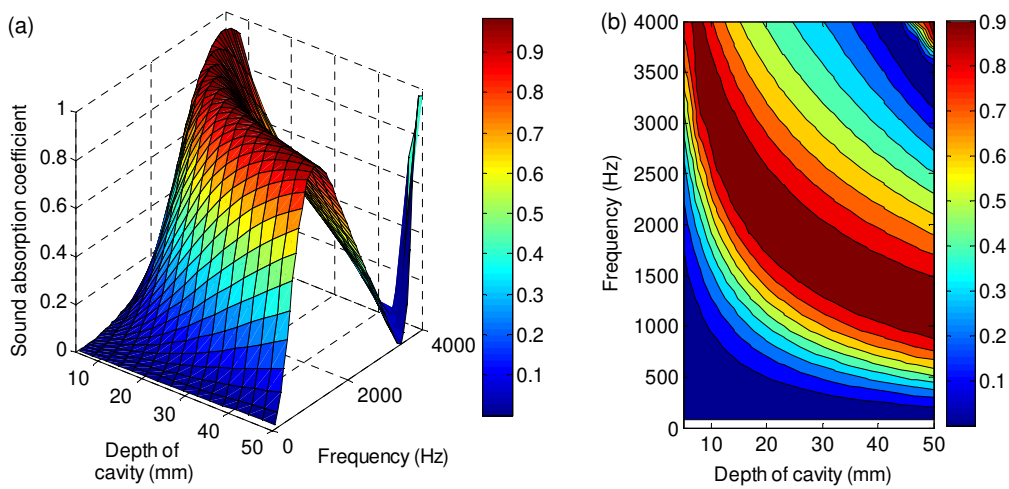


Figure 3.2 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=6%): (a) surface plot, (b) contour plot.

3.6 Comparison with existing models

The normal incidence sound absorption coefficients estimated by the proposed model (Eq. (3.24)) are compared with others existing nonlinear impedance models in Figs. 3.3-3.6 for a sound pressure level varying between 110 dB and 150 dB and for different parameters of the MPP. The typical value of the discharge coefficient is $C_D \approx 0.76$ [32]. The constant value β is set to 1.6. Figures 3.3-3.6 illustrate that the present proposed model is in good agreement with others existing impedance models.

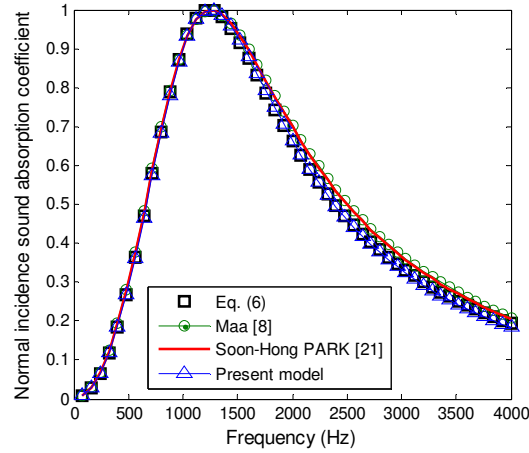


Figure 3.3 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=110 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.25 mm, POA=2.8%, depth of cavity=30 mm).

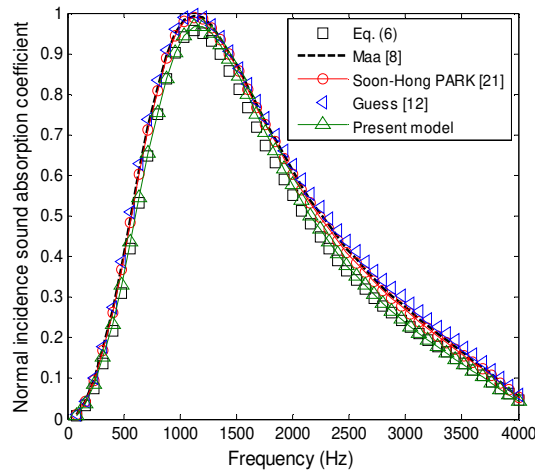


Figure 3.4 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=135 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=4.17%, depth of cavity=40 mm).

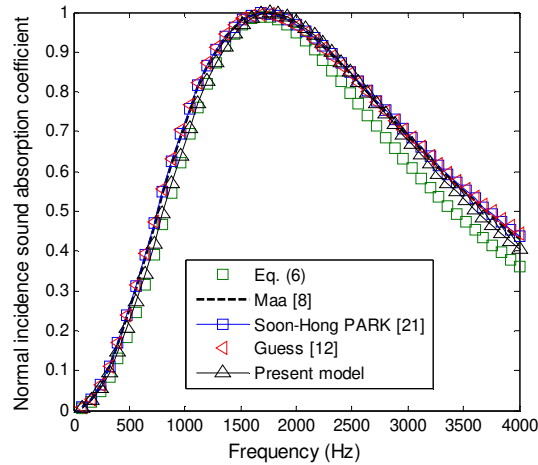


Figure 3.5 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=143 dB, thickness=0.8 mm, hole diameter=1.2 mm, POA=5.23%, depth of cavity=28 mm).

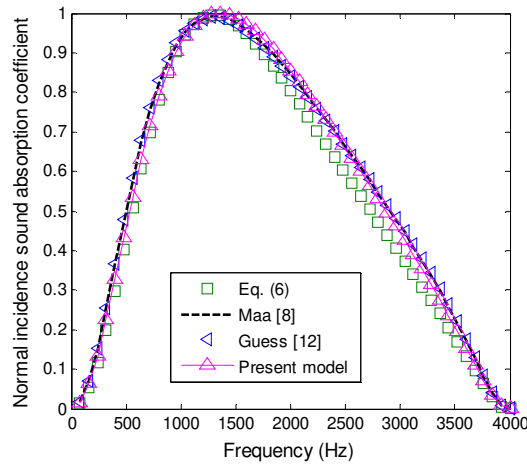


Figure 3.6 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=150 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=1.2 mm, POA=7.2%, depth of cavity=43 mm).

3.7 Validation with measurements

3.7.1 Comparison of the model with literature data

In this section the proposed impedance model is verified with measurements. First, the comparison is made with published data. Next, new tests performed in our lab (GAUS) on different samples will be used for the comparison.

In Figs. 3.7 and 3.8, the estimated normal incidence absorption coefficients by the present impedance model in Eq. (3.24) are compared with the measured results performed by Soon-Hong PARK [21] on a MPP absorber with thickness of 1.0 mm, the hole diameter is 1.0 mm, the perforation ratio is 5.14% and the cavity depth is 100 mm.

The tests are performed at an overall SPL of 115 dB (Fig. 3.7) and 143 dB (Fig. 3.8) using an impedance tube.

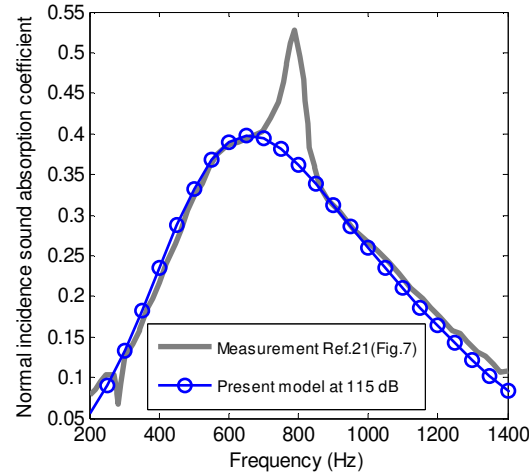


Figure 3.7 Normal incidence sound absorption coefficient comparison of MPP absorber at 115 dB (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5.14%, depth of cavity=100 mm).

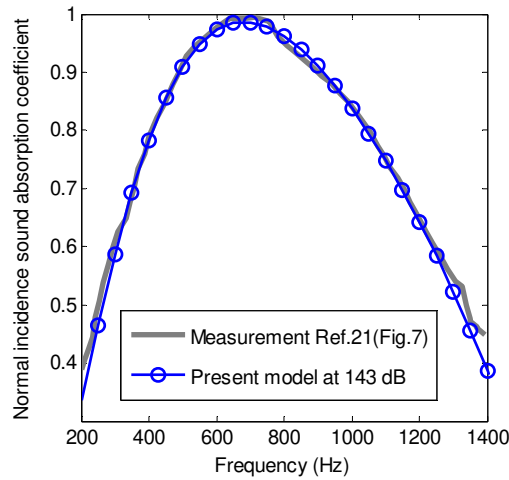


Figure 3.8 Normal incidence sound absorption coefficient comparison of MPP absorber at 143 dB (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5.14%, depth of cavity=100 mm).

It is observed that the estimated absorption coefficients by the present impedance model and the measured results are in good agreement. The sharp absorption peak at 790 Hz in Fig. 3.7 is caused by the vibration of the panel coupled with air cavity [35,36]. This absorption peak was also observed by Tayong et al. [20] in their experimental results.

Figure 3.9 compares the normalized specific resistance and reactance of another MPP absorber predicted by the present model and experimental results performed by Kraft et al. [31] in normal incidence impedance tube with broadband excitation at 144.3

dB. The thickness of the MPP is 0.3 mm, the orifice diameter is 0.5 mm, the perforation ratio is 8% and the depth of the back cavity is 12.7 mm.

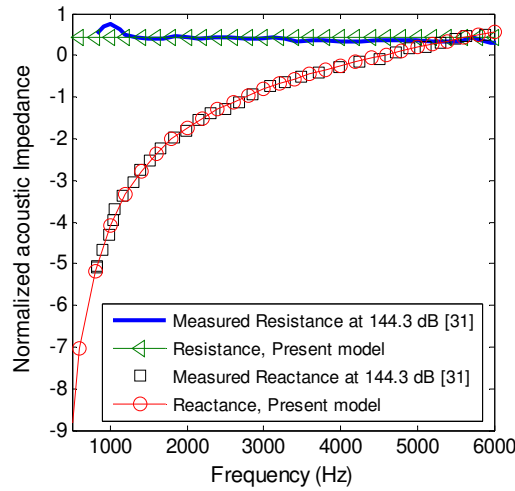


Figure 3.9 Normalized surface impedance of MPP absorber at 144.3 dB (thickness=0.305 mm, hole diameter=0.508 mm, POA=8%, depth of cavity=12.7 mm).

Again, the predicted normalized specific resistance and reactance of the MPP absorber in Fig. 3.9 are in good agreement with the experimental results.

3.7.2 Validation with own measurements

Next, comparisons with our measurements are presented. The tests are done using a high SPL impedance tube. A schematic diagram of the tube is given in Fig. 3.10. The diameter of the tube is 29 mm (the cut-off frequency is about 6907 Hz). Two 1/4'' microphones (PCB micros 377B10 with 0.89 mV/Pa and 0.90 mV/Pa sensitivities respectively) are mounted flush with the inner wall of the tube and are used to calculate the surface impedance of the sample by the two-microphone standing waves method [33]. A phase and amplitude calibration is done to correct the transfer function between the measurement microphones. The high sound source of excitation is a compression chamber BMS 4592 mounted at the left hand side of the tube and powered by a power amplifier Stanton A.2800. The test sample is placed in a sample holder and mounted at the right hand side of the tube. A rigid plunger with an adjustable depth is placed behind the sample to create an air cavity. The distance between the two microphones is 20 mm

and the distance between the second microphone (micro 2) and the sample is 12.8 mm. The transfer function between the two microphones, specially calibrated to minimise amplitude and phase errors between the channels is obtained with a multi-channel spectrum analyzer.

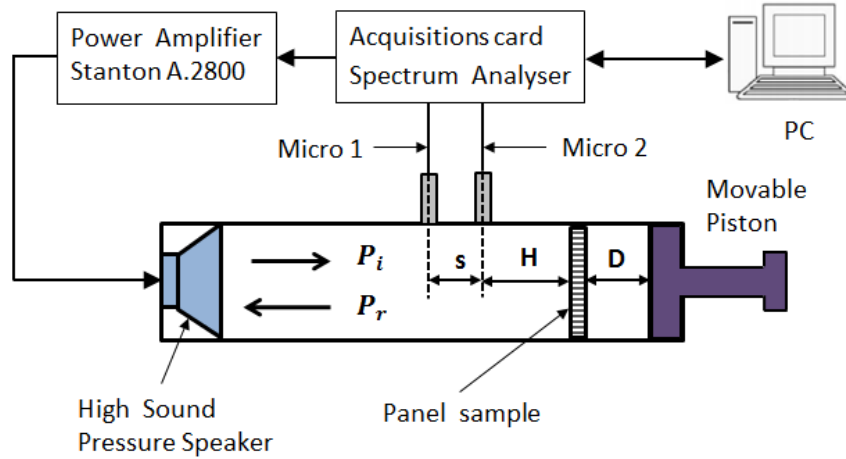


Figure 3.10 Schematic diagram of the impedance tube.

For an overall SPL L_p , the incident pressure \bar{P}_i in the present model is calculated using the reflected pressure coefficient R_f on the surface of the panel which is calculated by iteration procedure [38] using Eq. (3.25).

$$\bar{P}_i = \frac{P_{ref} 10^{L_p/20}}{|1 + R_f|}. \quad (3.32)$$

Three MPPs whose parameters are summarized in Table 3.1 are manufactured and tested. The experimental measurements for MPP #1 are made at 125 dB and 150 dB and the normal incidence sound absorption coefficients are shown in Fig. 3.11. The results of the present model are in good agreement with the measurements over the entire frequency range. In Figs. 3.12 and 3.13, the normal incidence sound absorption coefficients predicted by the present model are compared with measurements performed at 140 dB and 150 dB for MPP #2. Again the results are in good agreements, especially for the high SPL case. Figure 3.14 shows the estimated sound absorption coefficients by the present impedance model and the measurement results of MPP #3 at 150 dB. Excellent agreement is observed.

Tableau 3.1 Geometric parameters of the single MPP absorber for the measurement

	Thickness (mm)	Hole diameter (mm)	Perforation ratio (%)	Cavity depth (mm)
MPP #1	0.86	1.517	5.23	25
MPP #2	1.0	1.38	4.9	30
MPP #3	1.0	1.43	7.54	17.5

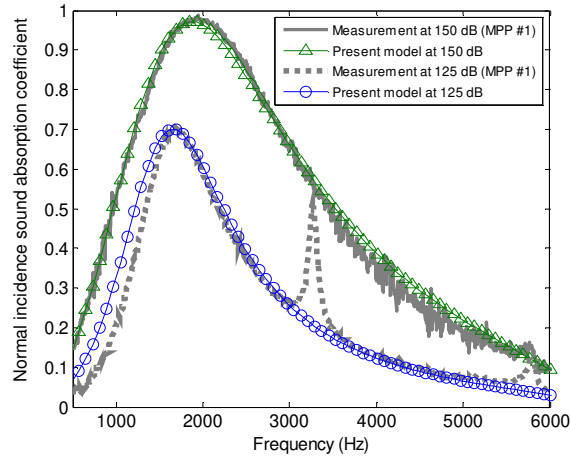


Figure 3.11 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #1 (thickness=0.86 mm, hole diameter=1.517 mm, POA=5.23%, depth of cavity=25 mm) at 125 dB and 150 dB.

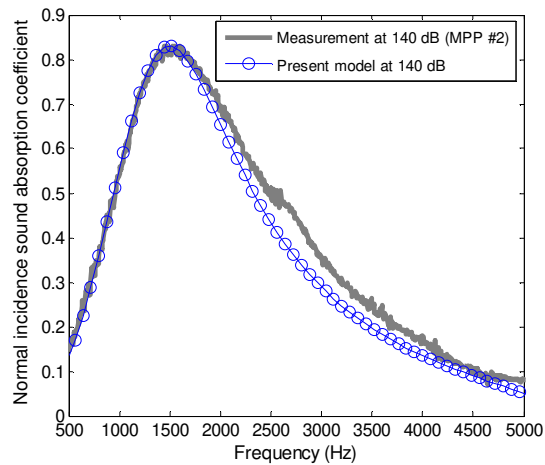


Figure 3.12 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #2 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.38 mm, POA=4.9%, depth of cavity=30 mm) at 140 dB.

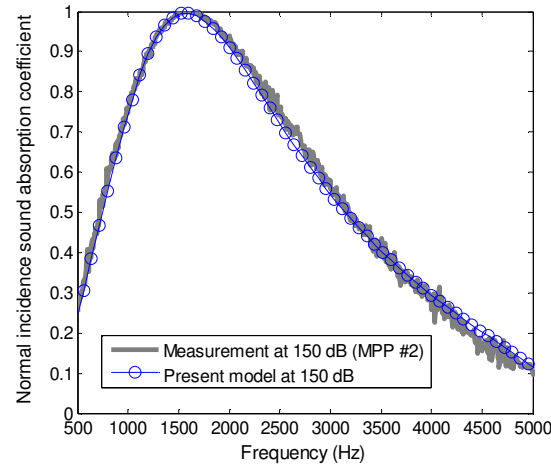


Figure 3.13 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP # 2 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.38 mm, POA=4.9%, depth of cavity=30 mm) at 150 dB.

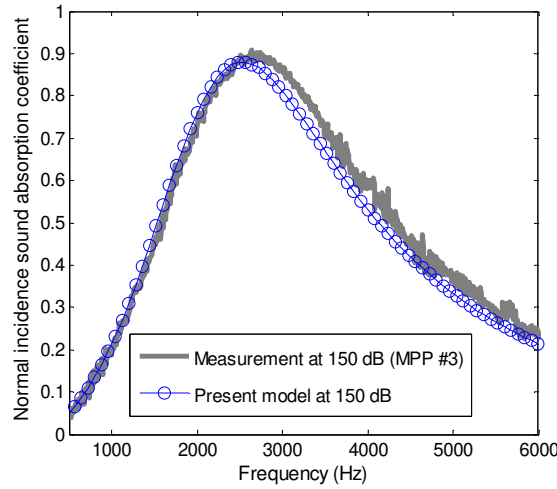


Figure 3.14 Comparison of measured and estimated normal incidence absorption coefficient of MPP #3 (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.43 mm, POA=7.54%, depth of cavity=17.5 mm) at 150 dB.

Figures 3.11-3.14 demonstrate that the present impedance model is in good agreement with the experimental results. The second absorption peak in the measured results of MPP #1 at 125 dB around 3200 Hz in Fig. 3.11 is due to the vibration of the panel coupled to the air cavity. The resonant fundamental frequency of the plate vibration coupled with air cavity depends on the parameters of the plate and the cavity depth.

A double layer MPP absorber illustrated in Fig. 3.15 and constituted by MPP₁ (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.4 mm, perforation ratio=6.29%) and MPP₂

(thickness=1.0 mm, hole diameter=1.33 mm, perforation ratio=4.65%) with two same cavity depths of 30 mm is manufactured and tested at 145 dB. The surface impedance of the double layer MPP absorber is obtained by transfer matrix method which can be used to determine the SPL on the surface of the second MPP. An identical mean incident pressure level is considered on the surface of both MPPs.

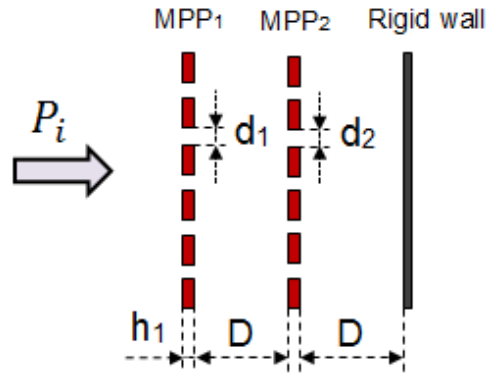


Figure 3.15 Double layer micro-perforated panel absorber.

The predicted normal incidence sound absorption coefficient by the present model and the measurement results are presented in Fig. 3.16. Again, the proposed model agrees well with the measurement.

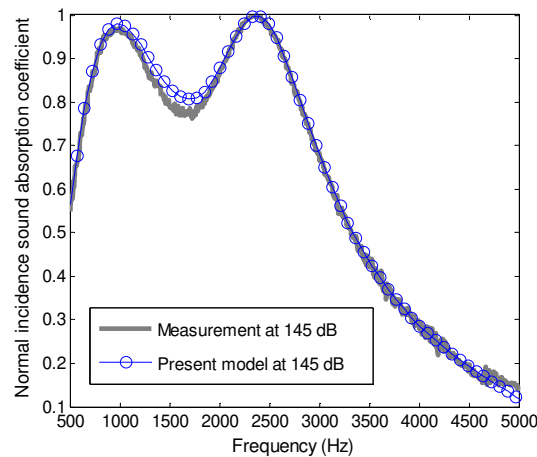


Figure 3.16 Normal incidence sound absorption coefficient of a double layer MPP absorber.

3.8 MPP in contact with porous mediums

In this session, micro-perforated panels backed by porous mediums as shown in Fig. 3.17 are modeled by equivalent fluid approach at high SPL and tested experimentally.

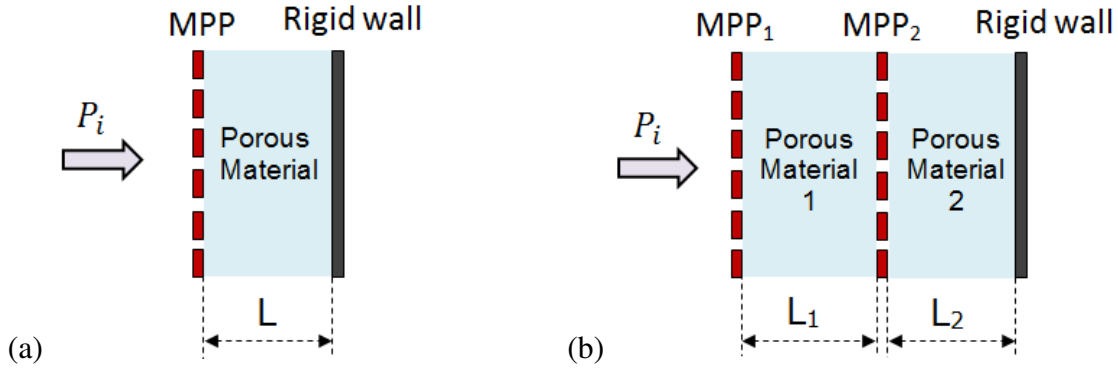


Figure 3.17 MPP in contact with porous materials.

In Fig. 3.17(a), the MPP is in contact with porous material backed by rigid wall while in Fig. 3.17(b), MPP₂ separates two porous mediums. The acoustic properties of MPPs in both configurations are affected by the porous materials which are modeled using equivalent fluid method proposed by Johnson-Champoux-Allard [3] for porous media having rigid frame. Preliminary tests presented in Figs. 3.18 and 3.19 show that the normalized acoustic impedance and the sound absorption coefficient of the porous material are not too sensitive to the SPL in the frequency range of interest (a function of the selected MPP). Note however, that at low frequencies ($f < 1000$ Hz), Fig. 3.18 shows that the normalized resistance increases slightly with the SPL while the reactance is invariable in the entire frequency range. The main effect of the MPPs is assumed to be the distortion of the flow through the porous materials which involves an inertial and resistive effect. This distortion is accounted for by using an addition of a reactance term which depends on the dynamic tortuosity of the porous layers. In this work, equivalent tortuosity is proposed at high SPL for the micro-perforated panels following Atalla and Sgard [1] to predict the acoustic behavior of the absorbers illustrated in Fig. 3.17. A correction term is presented in the expression of the equivalent tortuosity which depends on the real part of the dynamic tortuosity $\text{Re}(\tilde{\alpha}_p)$ of the porous layer and is expressed as

$j\omega \text{Re}(\tilde{\rho}_p) \varepsilon_{enl}$ with $\tilde{\rho}_p = \rho_0 \tilde{\alpha}_p$ the effective density of the porous material. The correction length ε_{enl} associated to the radiation in air (Eq. (3.22)) is reduced by the higher pressure levels. It is a function of the particle acoustic velocity in the perforation. Then, the equivalent tortuosity of the MPP in Fig. 3.17(a) using the correction term is given by

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{\varepsilon_{enl}}{h} \left(1 + \text{Re}(\tilde{\alpha}_p) \right). \quad (3.33)$$

In Fig. 3.17(b), the equivalent tortuosity of MPP₁ is determined by Eq. (3.33) using the thickness h_1 of MPP₁ and the dynamic tortuosity $\tilde{\alpha}_{p_1}$ of the porous material 1. The equivalent tortuosity of MPP₂ (Fig. 3.17(b)) is given by

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{\varepsilon_{ed}}{h_2} \left(\text{Re}(\tilde{\alpha}_{p_1}) + \text{Re}(\tilde{\alpha}_{p_2}) \right) \quad (3.34)$$

where h_2 is the thickness of MPP₂ and $\tilde{\alpha}_{p_2}$ the dynamic tortuosity of the porous material 2. The correction length ε_{ed} is given by Eq. (3.22) using the incident SPL on the surface of MPP₂ which can be calculated by transfer matrix method knowing the incident SPL on the surface of MPP₁. The incident SPL on the surface of MPP₂ will be lower than the one on the surface of MPP₁ because of the acoustic energy dissipation created by the porous material 1. It will generally be in the linear range according to the length and the acoustic properties of porous material 1.

The acoustic impedance on the surface of the MPP in Fig. 3.17(a) is expressed as

$$Z_s = Z_{MPP} + Z_p, \quad (3.35)$$

where Z_p is the normal impedance in front of the porous material, just at the rear of the MPP and is given by

$$Z_p = -j \frac{Z_c}{\phi_p} \cot(k_c L), \quad (3.36)$$

with ϕ_p the porosity of the porous layer, L is the length, Z_c and k_c are respectively the characteristic impedance and the wavenumber in the porous material (Fig. 3.17(a)). The

impedance Z_{MPP} of MPP is calculated using the expression in Eq. (3.24) where the tortuosity is substituted by the relation in Eq. (3.33). The acoustic properties of the absorber in Fig. 3.17(b) are obtained by transfer matrix method. Each porous media can be modeled by the matrix

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos(k_{c_i} L_i) & j \frac{\omega \rho_i}{k_{c_i}} \sin(k_{c_i} L_i) \\ j \frac{k_{c_i}}{\omega \rho_i} \sin(k_{c_i} L_i) & \cos(k_{c_i} L_i) \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

where $i=1,2$, ρ_i and L_i are respectively the density and the length of the porous layers and k_{c_i} the wavenumber. The transfer matrix associated to each MPP is written as

$$N_i = \begin{bmatrix} 1 & Z_{MPPi} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ with } Z_{MPPi} \text{ the acoustic impedance (Eq. (3.24)). The global matrix of}$$

the absorber (Fig. 3.17(b)) is then given by $T = N_1 M_1 N_2 M_2$ which is used to obtain the surface impedance of the absorber.

A MPP with thickness of 1.0 mm, hole diameter 1.43 mm and POA 13.6% is backed by porous material (Fig. 3.17(a)) and tested at 90 dB, 120 dB and 130 dB. The measurement results are compared with theoretical results using the correction term given in Eq. (3.33). The flow resistivity of the porous material is 12000 N s m⁻⁴, the porosity is 98%, the tortuosity is 1.08, the characteristic viscous and thermal lengths are respectively 135 μ m and 380 μ m, the thickness of the porous layer is 42 mm.

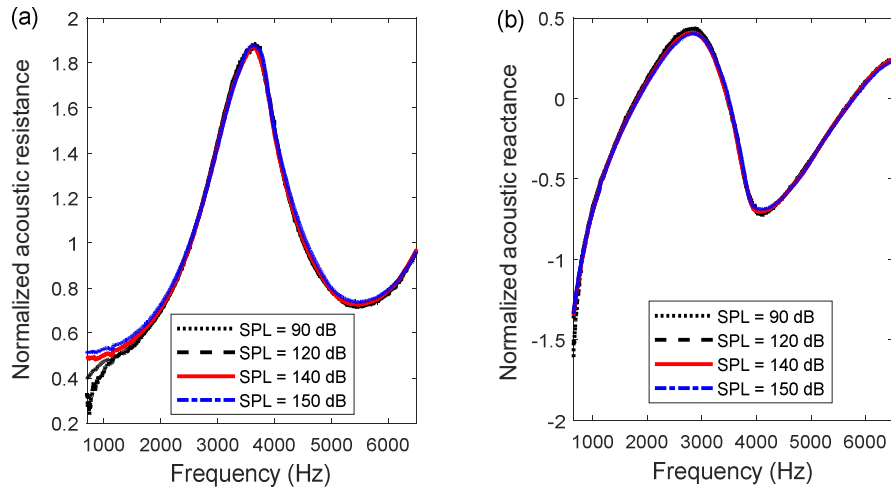


Figure 3.18 Normalized surface impedance of the porous material for various SPL.

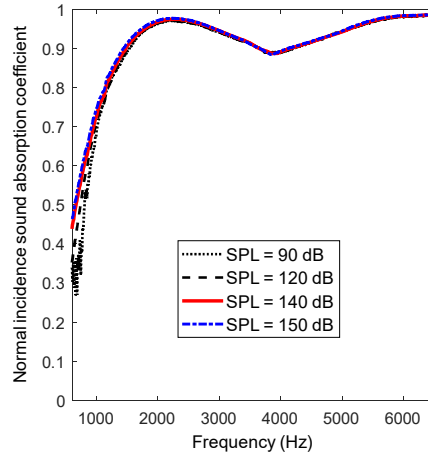


Figure 3.19 Normal incidence sound absorption coefficient of the porous material for various SPL.

The normalized surface impedance and the normal sound absorption coefficients predicted by the present models using the correction term and the measurements results are presented in Figs. 3.20-3.23. The results of the existing models are not presented in this session because they are not suitable for a good prediction of the acoustic properties of MPP backed by porous material since they do not consider the correction made in the present work to take into account the effect of the distortion induced by the perforations through the porous material. For completeness the results using the models of Maa [8] and Park [21] are shown in Fig. 3.23 to stress the importance of the tortuosity correction used in our model.

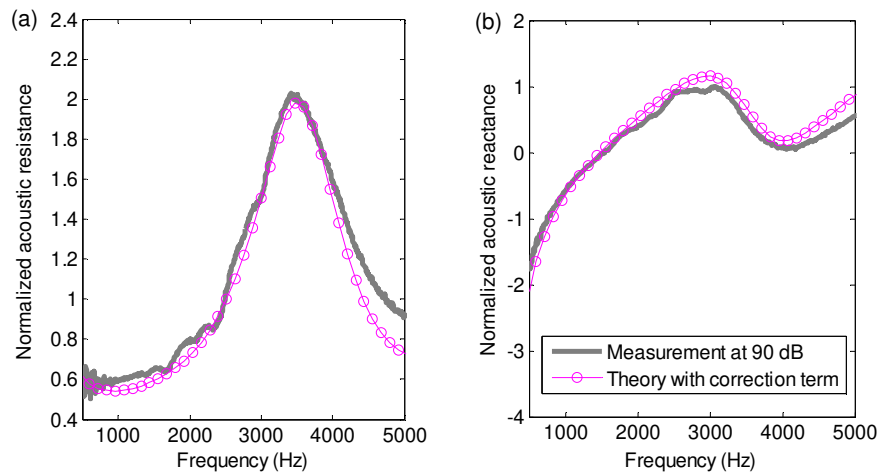


Figure 3.20 Normalized surface impedance of MPP backed by porous material at 90 dB: (a) normalized resistance, (b) normalized reactance.

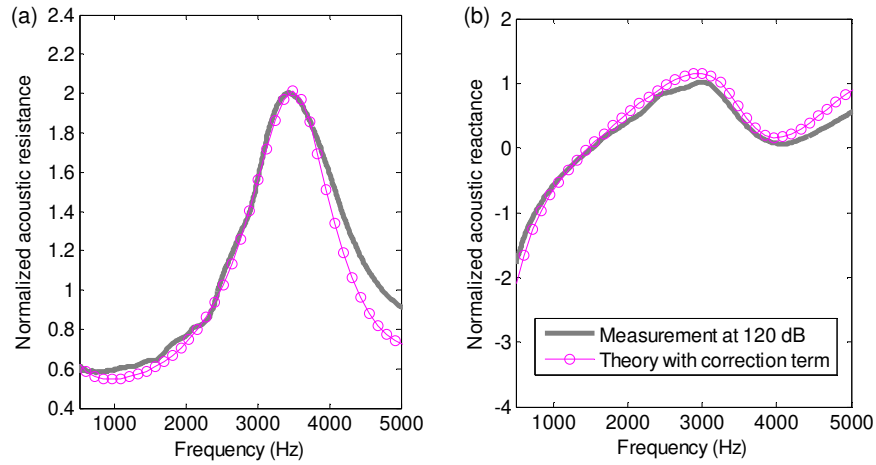


Figure 3.21 Normalized surface impedance of MPP backed by porous material at 120 dB: (a) normalized resistance, (b) normalized reactance.

In Figs. 3.20 and 3.21, the normalized acoustic resistance and reactance of the MPP backed by porous material, respectively at 90 dB and 120 dB show a good agreement between theoretical results and measurements. The normalized resistance presents a peak at 3500 Hz where its value is 2. However a slight discrepancy is observed for frequencies higher than 4200 Hz.

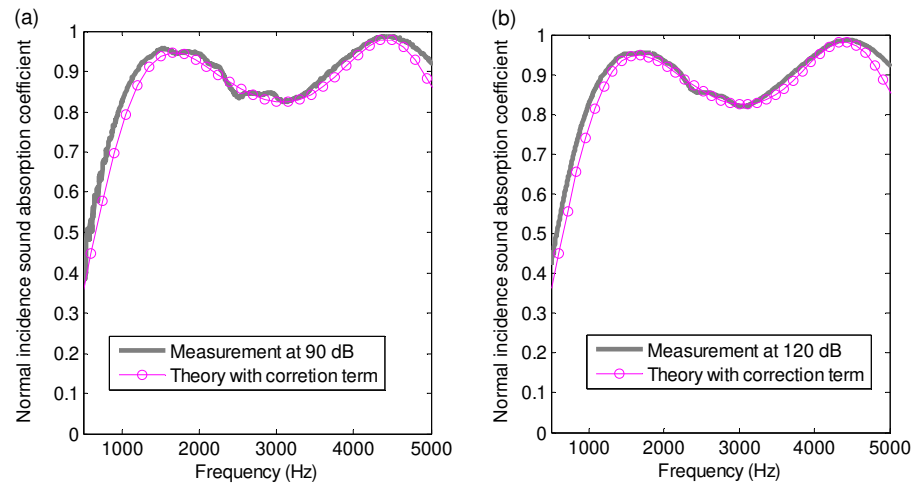


Figure 3.22 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by porous material: (a) 90 dB, (b) 120 dB.

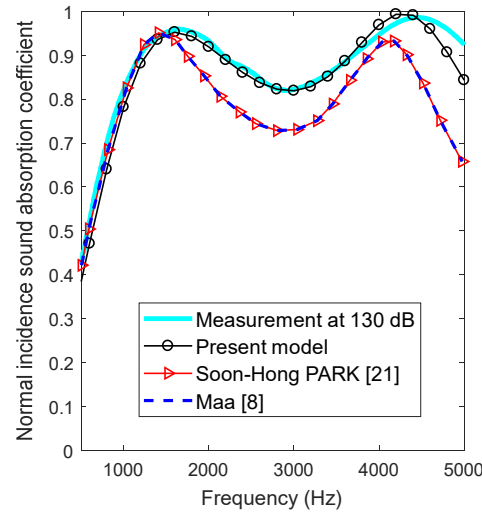


Figure 3.23 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by porous material at 130 dB.

The theoretical results and the measured one at 90 dB, 120 dB and 130 dB in Figs. 3.22 and 3.23 show a good correlation for the sound absorption coefficient. The sound absorption frequency band is large and two maximum absorption peaks are observed respectively at 1500 Hz and 4500 Hz. The predicted results using the models of Park [21] and Maa [8] underestimate the sound absorption coefficient in Fig. 3.23 and this demonstrates that a correction to the equivalent tortuosity is necessary when a porous material backs the MPP.

Figure 3.24 illustrates the comparison of the sound absorption coefficient for a MPP absorber in Fig. 3.17(b) at 150 dB. The theoretical result is predicted using the transfer matrix method and the impedance model in Eq. (3.24) with the equivalent tortuosity in Eq. (3.33) and (3.34). MPP₁ (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.43 mm, perforation ratio=13.6%) and MPP₂ (thickness=0.88 mm, hole diameter=1.5 mm, perforation ratio=5.3%) are backed by the previous porous material with thickness of 20 mm.

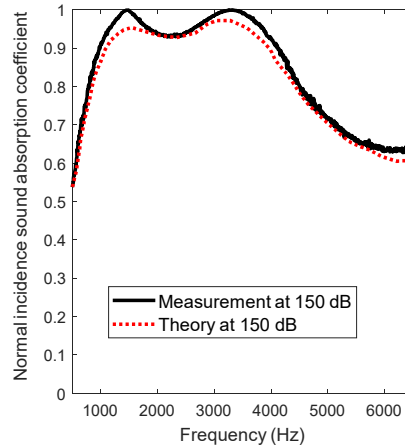


Figure 3.24 Normal incidence sound absorption coefficient of MPPs backed by porous materials at 150 dB.

The present model predicts well the sound absorption coefficient (Fig. 3.24) using the proposed correction terms (Eqs. (3.33) and (3.34)).

A last validation case is presented in Fig. 3.25 where the MPP (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.46 mm, perforation ratio=13.8%) is backed by a resistive screen coupled to air cavity. It is shown that the resistive screen has a linear behavior which is not affected by the SPL [40].

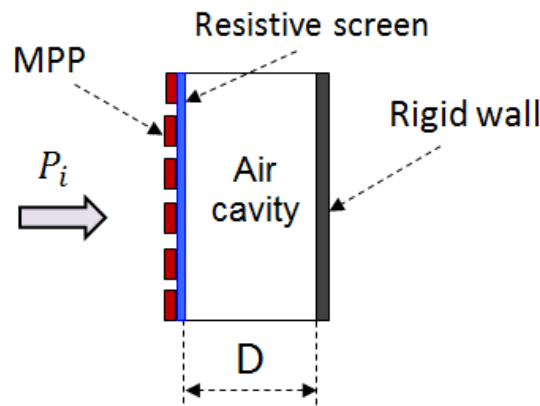


Figure 3.25 Micro-perforated panel backed by resistive screen.

The MPP is characterized by the present impedance model (Eq. (3.24)) using Eq. (3.33) while the linear equivalent fluid model [1] is used for the screen. The resistance per unit area of the screen is 0.8 with a thickness of 0.16 mm, the cavity depth is 18 mm and the surface impedance of the absorber is obtained by transfer matrix method. The comparison of the theoretical results with the experiments at 150 dB is presented in Figs. 3.26 and 3.27 for the surface impedance and the sound absorption coefficient.

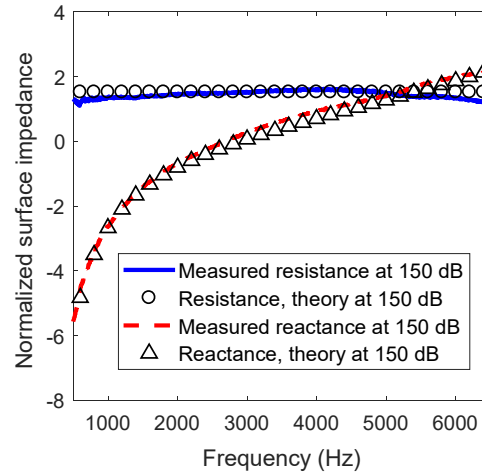


Figure 3.26 Normalized surface impedance of MPP backed by resistive screen at 150 dB.

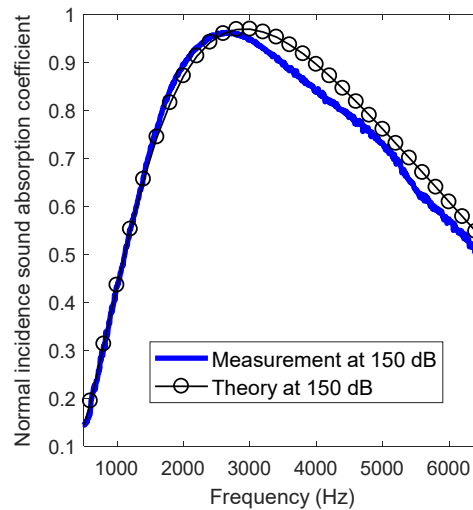


Figure 3.27 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP backed by resistive screen at 150 dB.

The theoretical results and the experimental ones are in good agreement. The normalized reactance is zero at 2700 Hz (Fig. 3.26) which corresponds to the resonance of the sound absorption. The absorption frequency band (Fig. 3.27) is larger than the ones of classical MPP absorbers in Figs. 3.11-3.14.

The present acoustic impedance model by the equivalent fluid method is then able to characterize MPP backed by porous media. The tortuosity of the MPP is corrected to account for the distortion of the flow induced by the perforations through the porous material. The proposed correction term depends on the incident sound pressure on the surface of MPP and the dynamic tortuosity of the porous layer. The existing models don't

consider the correction made in this work to account for the effect of the flow distortion caused by the perforations in the porous material; they are not thus suitable for predicting correctly the acoustic response of MPP backed by porous media.

3.9 Effect of the high SPL

Finally a parameters study, using the proposed model is presented to illustrate the effect of high SPL on the acoustic properties of MPP. The high SPL effect on the tortuosity of MPP which expression is given in Eq. (3.28) is shown in Fig. 3.28. The thickness of the MPP is 1.0 mm, and the hole diameter is 0.8 mm.

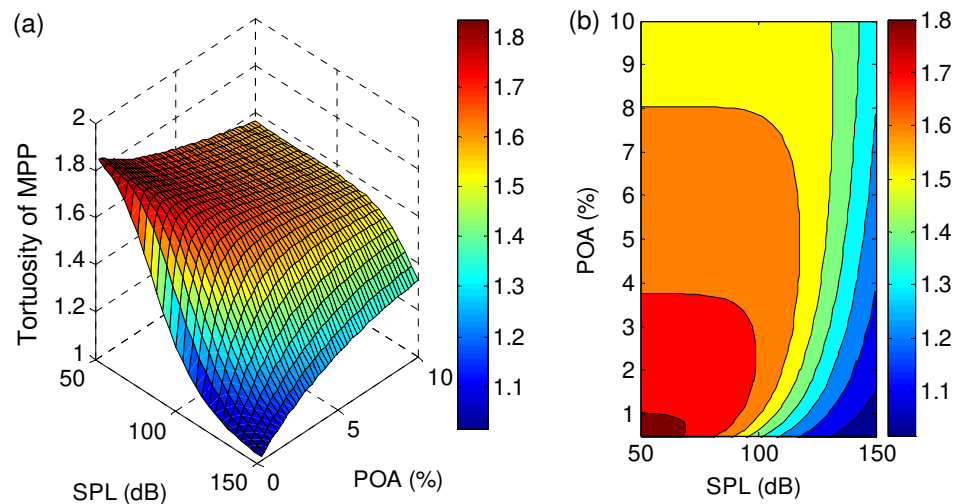


Figure 3.28 The tortuosity of the MPP (thickness=1.0 mm, hole diameter=0.8 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

For low SPL, the tortuosity of the MPP in Fig. 3.1 decreases slightly with respect to the POA. When the pressure level exceeds 100 dB, the tortuosity becomes lower and tends to unity for high SPL. This is due to the nonlinear effects which decrease the correction length [27].

The flow resistivity of the MPP (thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, POA=1.8%) is shown in Fig. 3.29 with respect to the SPL by using the proposed expression in Eq. (3.27).

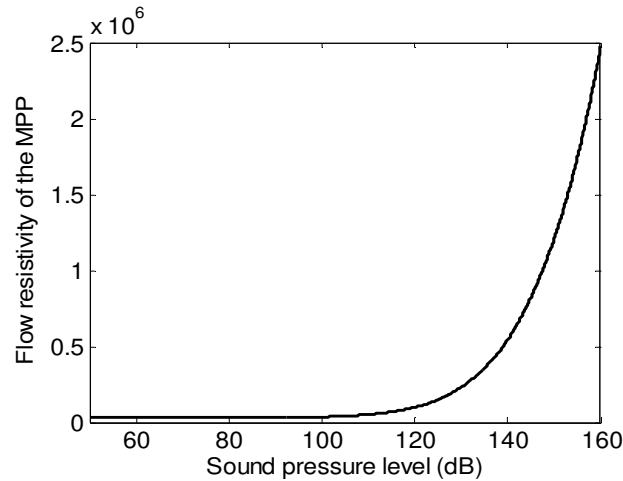


Figure 3.29 The flow resistivity of the MPP (thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, POA=1.8%).

The flow resistivity of the MPP in Fig. 3.29 is constant for a SPL below 110 dB. The increase of the SPL induces a high flow resistivity of the MPP.

In Figs. 3.30 and 3.31, the normal incidence sound absorption coefficients of a MPP absorber are presented with respect to the frequency and the perforation diameter at 100 dB and 135 dB respectively. The thickness of the MPP is 1.0 mm, the perforation ratio is 5.3% and the cavity depth is 30 mm.

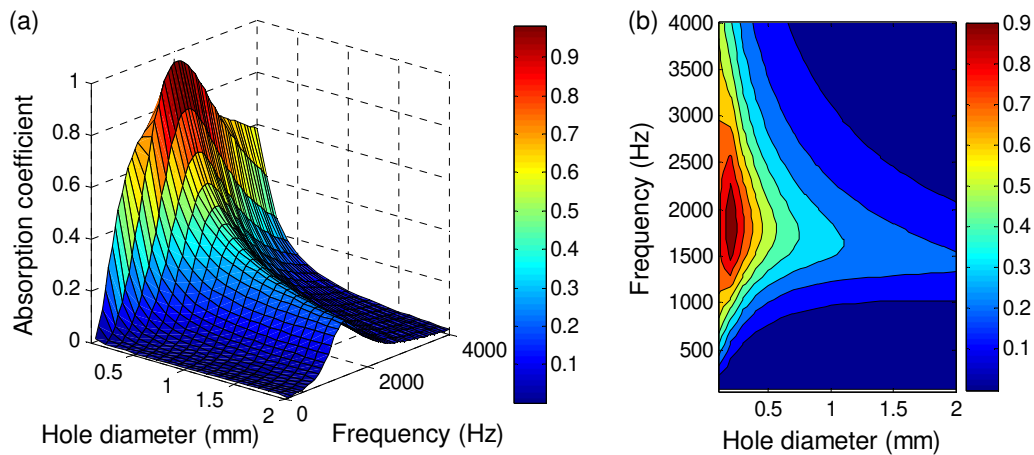


Figure 3.30 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, thickness=1.0 mm, POA=5.3%, depth of cavity=30 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

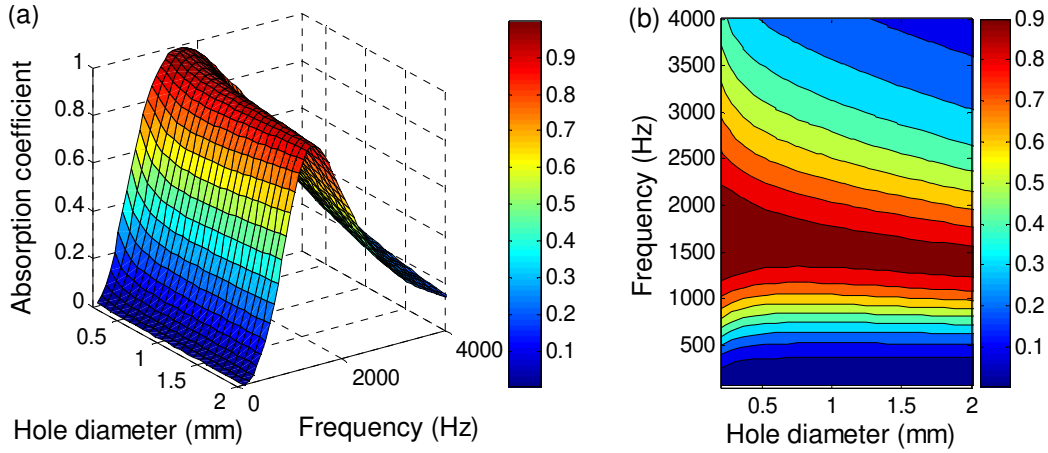


Figure 3.31 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=135 dB, thickness=1.0 mm, POA=5.3%, depth of cavity=30 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

The sound absorption at 100 dB in Fig. 3.30 is more interesting when the hole diameter is smaller than unity. Indeed, for low SPL, when the dimensions of the perforations are in the order of viscous and thermal boundary layers thicknesses, the acoustic energy is converted into heat through friction by viscous and thermal effects. The thickness of the viscous boundary layer depends on the frequency and the viscous properties of the fluid and is given by [1,37] $d_{vis} = \sqrt{2\eta / (\omega\rho_0)}$ and is between 0.015 mm and 0.5 mm for air at audible frequency (20 Hz-20 kHz) under normal conditions. The thermal boundary layer thickness given by $d_{th} = \sqrt{\lambda / (\omega\rho_0 C_v)}$ with λ the thermal conduction, C_v the specific heat (per unit mass) at constant volume, is between 0.02 mm and 0.58 mm for air. Beyond the boundary layers thicknesses, the acoustic dissipation in the linear regime is lower and the MPP absorber is not efficient in sound absorption (Fig. 3.30). Thus, at low SPL, MPP absorbers with a large hole diameter and high perforation ratio are poor sound absorbers. In Fig. 3.31, an MPP absorber with a large perforation diameter, which shows a poor sound absorption coefficient at low SPL (Fig. 3.30), presents a good absorption coefficient at 135 dB. At high SPL, as explained in [10], the flow separation appears at the exit of the orifice in the form of a high velocity jet and the acoustic energy is dissipated by conversion into kinetic energy of the vortices. A MPP absorber with a large perforation diameter can thus be effective in sound absorption in the nonlinear regime.

The range of the perforation diameters and the plate thicknesses to obtain a maximum sound absorption coefficient at each frequency is illustrated at 100 dB in Fig. 3.32 and 140 dB in Fig. 3.33 for selected frequencies: 800 Hz, 1000 Hz, 1200 Hz and 1800 Hz. The illustration is performed for a MPP absorber with perforation ratio of 3.8% and cavity depth of 40 mm.

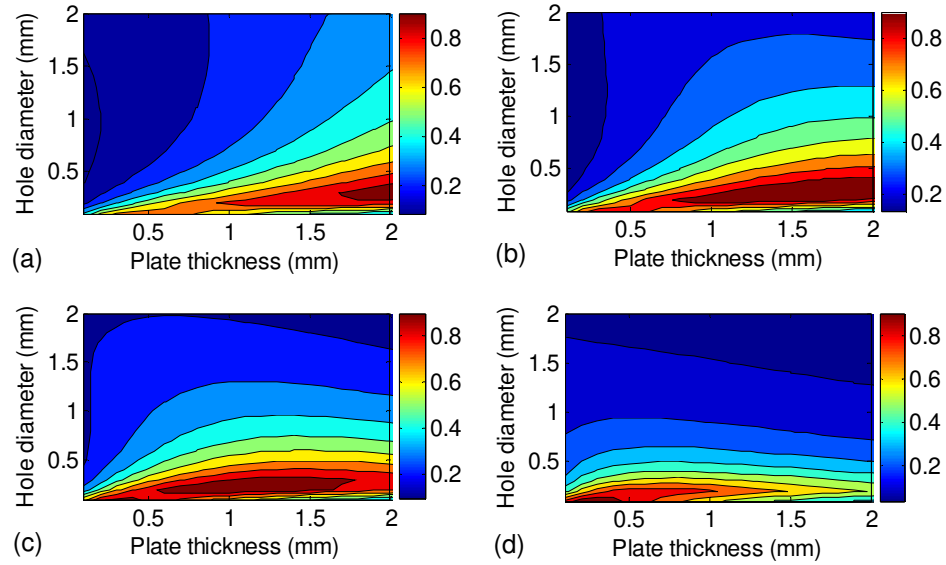


Figure 3.32 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, POA=3.8%, depth of cavity=40 mm): (a) $f=800$ Hz, (b) $f=1000$ Hz, (c) $f=1200$ Hz, (d) $f=1800$ Hz.

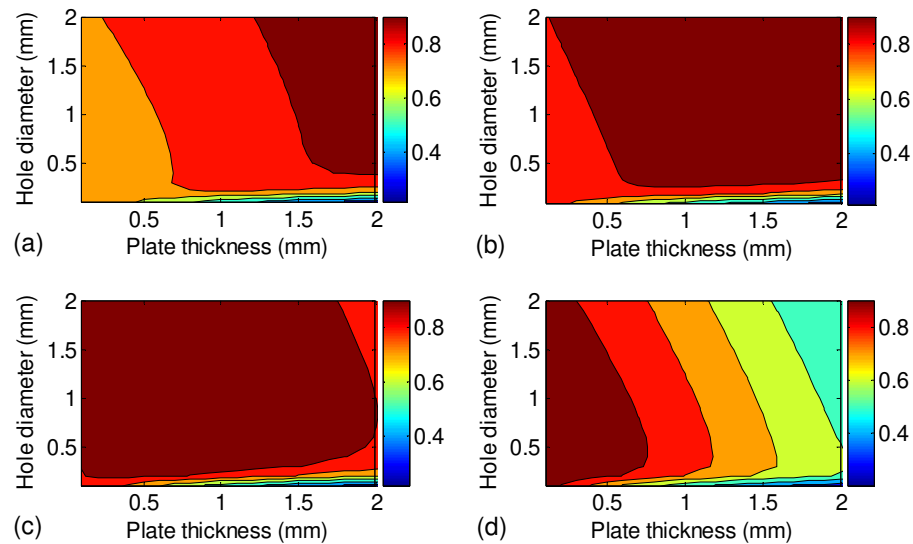


Figure 3.33 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, POA=3.8%, depth of cavity=40 mm): (a) $f=800$ Hz, (b) $f=1000$ Hz, (c) $f=1200$ Hz, (d) $f=1800$ Hz.

In Fig. 3.32 the maximum of the sound absorption coefficient at 100 dB is obtained for a perforation diameter smaller than 1 mm. As explained previously, the MPP absorber cannot be efficient in sound absorption in the linear regime with a large hole diameter. In Fig. 3.33, the range of the plate thickness and perforation diameter to get a maximum absorption at 140 dB is large. With a hole diameter greater than 1 mm, the sound absorption coefficient is up to 0.9 at 1000 Hz and 1200 Hz in Fig. 3.33(b) and (c).

Finally, to illustrate the range of orifice diameters and perforation ratio for maximum absorption coefficient, the contour plots at 100 dB and 143 dB of the sound absorption coefficient of a MPP absorber with thickness of 1.0 mm and cavity depth of 35 mm are presented in in Figs. 3.34 and 3.35, respectively, for selected frequencies: 1000 Hz, 1200 Hz, 1500 Hz and 2000 Hz. Again, it is clearly observed that the range of the hole diameter and perforation ratio to get a maximum absorption is limited in the linear regime (Fig. 3.34) while it is much more broader in the non-linear regime (Fig. 3.35).

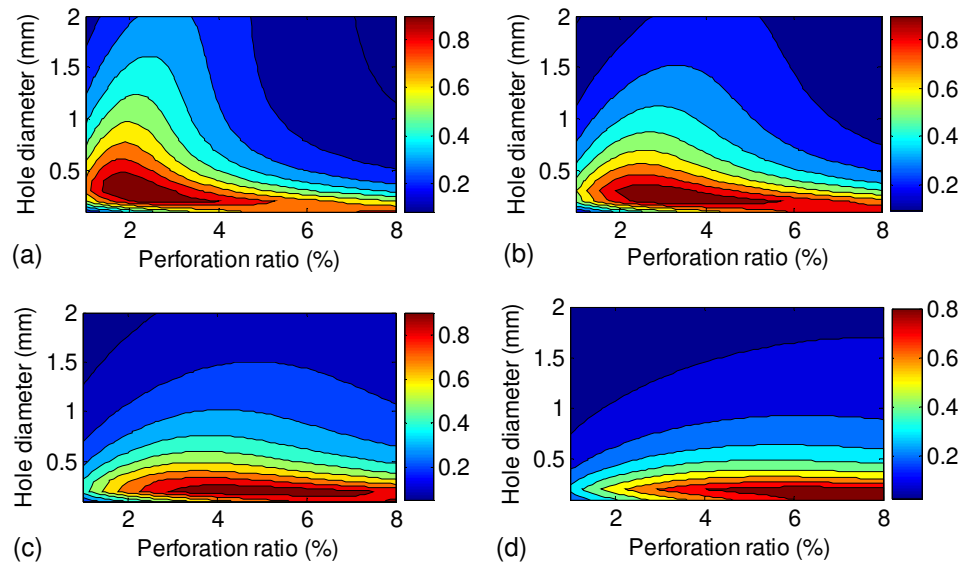


Figure 3.34 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=100 dB, thickness=1.0 mm, depth of cavity=35 mm): (a) $f=1000$ Hz, (b) $f=1200$ Hz, (c) $f=1500$ Hz, (d) $f=2000$ Hz.

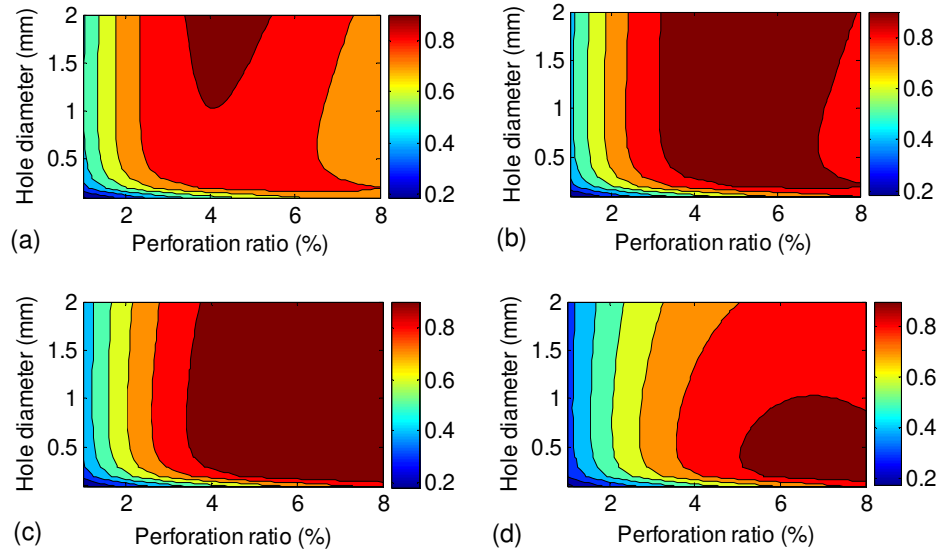


Figure 3.35 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=143 dB, thickness=1.0 mm, depth of cavity=35 mm): (a) $f=1000$ Hz, (b) $f=1200$ Hz, (c) $f=1500$ Hz, (d) $f=2000$ Hz.

3.10 Conclusion

An acoustic impedance model of a MPP in high sound pressure environment is proposed. The MPP is modeled as an equivalent fluid using Johnson-Allard approach for rigid porous media with an effective density. Unlike existing models which are case specific and generally limited to micro-perforated panels backed by an air cavity, the present model predicts correctly at high SPL the acoustic response of a micro-perforated panel and couples naturally with various domains such as an air cavity, a porous material or a resistive screen. For the latter cases, a correction to the MPP equivalent tortuosity was proposed to account for the effect of the flow distortion caused by the perforations through the porous media. This correction which depends on the dynamic tortuosity of the porous media and the incident sound pressure on the surface of the perforations is not done in the existing models. In all configurations where MPP is backed by air cavity, porous material or resistive screen, the proposed model has demonstrated a good correlation with the experimental results. The present nonlinear impedance model can be used to predict the acoustic behavior of MPP at high SPL. It is shown that a MPP absorber with a large perforation diameter which is poor in sound absorption in the linear regime can become a good sound absorber in the nonlinear regime.

3.11 Acknowledgment

This work is performed under GARDN project supported by Pratt & Whitney Canada and Federal government (BL-NCE) funds

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DES MODÈLES DE LINERS SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION ACOUSTIQUE

4.1 Avant-propos

Auteurs et affiliations :

Zacharie LALY, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Noureddine Atalla, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Sid-Ali Meslioui, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada

Khalid EL Bikri, professeur, Université Mohammed V de Rabat, ENSET, Département de génie mécanique, CM2SM.

Date de soumission : 11 Octobre 2017

Revue : Journal of the Acoustical Society of America (JASA)

Titre français : Analyse de sensibilité des modèles de systèmes absorbants micro-perforés sous hauts niveaux de pression acoustique

Contribution au document :

Cet article contribue à la thèse en évaluant les indices de sensibilité des paramètres d'entrée des modèles d'impédance acoustique non linéaires des liners afin de montrer les paramètres dominants qui vont aider pour une meilleure conception.

Résumé français :

L'analyse de sensibilité est effectuée avec des modèles d'impédance acoustique non linéaires des systèmes absorbants micro-perforés constitués d'une plaque micro perforée collée sur une structure en nid d'abeille qui est modélisé sous la forme d'une cavité

remplie d'air et d'une plaque arrière rigide afin d'évaluer l'impact des paramètres d'entrée des modèles sur les sorties qui intéressent à savoir l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption acoustique. Les paramètres d'entrée des modèles sont l'épaisseur de la plaque, le diamètre de l'orifice, le taux de perforation, la profondeur de la cavité et le niveau de pression acoustique. Il est montré que la sensibilité des paramètres d'entrée dépend de la fréquence et le taux de perforation est un paramètre important qui affecte de manière significative la résistance du système et l'absorption acoustique à la résonance tandis que les impacts de l'épaisseur et du diamètre de l'orifice de la plaque sont négligeables pour des excitations de niveaux de pression plus élevés. En outre, l'étude confirme que la réactance acoustique est dominée par la profondeur de la cavité surtout à des basses fréquences et le niveau de pression acoustique de l'excitation influence fortement le comportement acoustique du système absorbant micro-perforé. Une étude paramétrique est présentée à l'aide d'une formulation adimensionnelle et les effets des paramètres d'entrée adimensionnels sur les propriétés acoustiques du système absorbant sont illustrés.

Sensitivity analysis of micro-perforated panel absorber models at high sound pressure levels

Zacharie Laly^a, Nouredine Atalla^a, Sid-Ali Meslioui^b, Khalid EL Bikri^c

^a*GAUS, Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada J1K 2R1*

^b*Acoustics, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada J4G 1A1*

^c*CM2SM, Mohammed V University in Rabat, Department of Mechanical Engineering, Rabat, Morocco*

4.2 Abstract

Sensitivity analysis is performed with nonlinear acoustic impedance models of micro-perforated panel absorbers consisting of a perforated skin or panel bonded on a honeycomb structure or modeled as a cavity filled with air and a rigid backplate, in order to assess the impact of the input parameters on the outputs of interest namely the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. The inputs of the models are the plate thickness, the orifice diameter, the perforation ratio, the cavity depth and the sound pressure level. The sensitivity of the inputs is shown to be dependent upon the frequency. It is demonstrated that the perforation ratio is an important parameter which affects significantly the resistance and the sound absorption at the resonance while the impacts of the thickness and orifice diameter of the panel are negligible for higher pressure levels excitations. In addition, the study confirms that the acoustic reactance is dominated by the cavity depth especially at low frequencies and the sound pressure level of the excitation influences strongly the acoustic behaviour of micro-perforated panel absorber. A parametric study is presented using dimensionless formulation and the effects of the dimensionless input parameters on the acoustic properties of micro-perforated panel absorbers are illustrated.

4.3 Introduction

Noise reduction is an important topic in many industrial applications and micro-perforated panels (MPP) are used for this purpose. MPP absorbers are applied on the internal walls of the turbofan engine nacelle both in the intake and by-pass ducts to reduce engine noise. Many studies were conducted in linear [1-3,5] and nonlinear regime [4,8-15,19-21] to characterize the acoustic properties of MPP. The acoustic behavior of MPP depends upon on the incident sound pressure level (SPL) on the surface of the perforations. For low pressure levels, the acoustic energy is dissipated by viscous and thermal effects. At higher pressure levels, vortex and jet formation were observed at the exit of orifices [9,10]. Igard and Ising [10] showed that the resistance of MPP at high SPL varies linearly with respect to the particle acoustic velocity in the perforation. The nonlinear phenomena induced by the high SPL affect the acoustic properties of MPP and dissipate acoustic energy which is converted into kinetic energy of the vortices [9]. It is therefore interesting to investigate by sensitivity analysis how the parameters of MPP absorber affect its acoustic properties. An optimization of the design of MPP absorber in the nonlinear regime requires understanding of the dominant parameters which control its behaviour. Sensitivity analysis is a study that provides an understanding of how the uncertainty in the output of the mathematical model can be apportioned to the uncertainty of the input parameters. It is a tool to characterize the impact of each input parameter of the model on the outputs of interest. Sensitivity analysis can be used to identify critical parameters or critical control points and verify the validity of a model. A review of sampling-based methods for sensitivity analysis was done by Helton et al. [47] and Fey et al. [48] presented a comparison of different sensitivity analysis methods which are used in various disciplines. They worked on identification and evaluation of sensitivity analysis methods in order to apply them to risk assessment models. The advantages and disadvantages of those sensitivity methods are illustrated in some works [49-51]. Ouisse et al. [42] investigated the sensitivity analysis of porous material models using the equivalent fluid impedance model proposed by Champoux–Allard for a rigid frame porous material which contains five parameters namely the porosity, the flow resistivity, the tortuosity and viscous and thermal characteristics lengths. They showed

that the resistivity is the most influent parameter on the acoustic absorption and the surface impedance. Recently, Doutres et al. [43] used global sensitivity analysis to investigate the effect of irregular microgeometry of polyurethane foam on the acoustic properties by a unit-cell model. They presented how the variability associated with the measured unit-cell characteristics affects the models outputs.

In this paper, sensitivity analysis is performed on nonlinear acoustic impedance model of MPP to investigate the effects of the input parameters on the acoustic properties of MPP absorbers namely the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. In section 2, a nonlinear acoustic impedance model which depends on the incident SPL on the surface of the perforations is reviewed. Section 3 presents sensitivity analysis methods and the results performed on single layer and double layer MPP absorbers. A parametric study using dimensionless formulation of the nonlinear impedance model of MPP is shown in section 4. This aims to show the effect of the high SPL on the acoustic behavior of MPP absorber. Finally, sensitivity analysis using dimensionless input parameters is presented in section 5.

4.4 Acoustic impedance models of MPP in the nonlinear regime

MPP backed by air cavity is shown in Fig. 4.1 where t is the thickness of the MPP, d the perforation diameter and D the cavity depth. The incident pressure P_i is normal to the surface of the perforations.

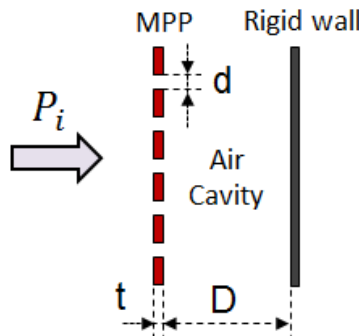


Figure 4.1 Micro perforated panel absorber

The acoustic properties of the MPP depend on the sound pressure excitations. Ingard and Ising [10] observed at high SPL, a linear variation of the MPP resistance with respect to the particle acoustic velocity in the perforation. Many others researchers [8-15,19-21] worked on the acoustic nonlinearity of an orifice leading to the elaboration of different acoustic impedance models of MPP. The normalized surface acoustic impedance of MPP at high SPL can be written as [8,21]:

$$Z_{MPP} = R + j\chi, \quad (4.1)$$

where R is the normalized acoustic resistance and χ the normalized reactance, j the imaginary complex number ($j^2 = -1$).

Maa [8] proposed a nonlinear acoustic impedance model of MPP where the specific nonlinear resistance is the orifice Mach number divided by the perforation ratio. Soon-Hong PARK [21] developed recently a nonlinear resistance which accounts for the parameters of the MPP and the SPL. At high SPL, the normalized acoustic impedance of the MPP is expressed according to Maa [8] and Soon-Hong PARK [21] by

$$R = \frac{32\eta t}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32t} \right] + \frac{1.59}{\phi^{0.845}} \left(\frac{d}{t} \right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0}, \quad (4.2)$$

$$\chi = \frac{\omega t}{\phi c_0} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{9 + x^2/2}} + 0.85 \frac{d}{t} \left(1 + \frac{V_a}{\phi c_0} \right)^{-1} \right], \quad (4.3)$$

where ϕ is the perforation ratio, c_0 the speed of sound in air, ω the angular frequency, η the dynamic viscosity, V_a the amplitude of the particle acoustic velocity in the orifice, ρ_0 is the density of air and x the perforate constant given by $x = 0.5d\sqrt{\omega\rho_0/\eta}$. The root-mean-squared (rms) velocity \bar{V}_a in the orifice is given as function of rms incident pressure \bar{P}_i by [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i}{\rho_0 c_0^2} \frac{(1-\phi^2)}{\phi^2}} \right]. \quad (4.4)$$

For a given incident sound pressure level L_p , the incident pressure \bar{P}_i is determined by the relation $\bar{P}_i = P_{ref} 10^{L_p/20}$ with P_{ref} the reference pressure (20 μ Pa).

4.5 Sensitivity analysis of MPP absorbers model at higher pressure levels

4.5.1 Review of sensitivity analysis methods

In many engineering problems represented by parametric models, the effect of each input parameter of the models on the desired outputs can be determined by sensitivity analysis. It is possible to measure the impact of each input parameter on the outputs in order to understand the dominant parameters of the models. The Total Sensitivity Index $TSI(i)$ of a parameter i is given by the sum of all the sensitivity indexes involving parameter i . In the case of three input parameters (A, B and C) in the considered model, the total effect of parameter A on the output is expressed as [42]

$$TSI(A) = SI(A) + SI(AB) + SI(AC) + SI(ABC), \quad (4.5)$$

where $SI(A)$ represents the first-order sensitivity index of parameter A, $SI(AB)$ and $SI(AC)$ the second-order sensitivity indexes and $SI(ABC)$ the third-order sensitivity index. The second and third order sensitivity indexes account for the interactions effects between input parameters. Let $Y = f(X)$ be a function connecting a set of n input parameters to an output Y where $X = (X_1, X_2, \dots, X_n)$ is a random vector of input parameters. Sobol [44] proved that the function f can be decomposed as a sum of orthogonal functions [49-51]

$$f(X) = f_0 + \sum_{j=1}^n f_j(X_j) + \sum_{j=1}^n \sum_{k=j+1}^n f_{jk}(X_j, X_k) + \dots + f_{12\dots n}(X_1, X_2, \dots, X_n), \quad (4.6)$$

where $f_0 = E(Y)$ measures the mean (mathematical expectation) of the output, $f_i(X_i)$ measures the effect of varying X_i alone known as the "main effect" of X_i and $f_i(X_i, X_j)$ measures the effect of varying X_i and X_j simultaneously in addition with the

effect of their individual variations. Sobol [44] showed that the decomposition (Eq. (4.6)) is unique and all the terms in the functional decomposition are orthogonal ie

$\int_0^1 f_{j_1 j_2 \dots j_s}(X_{j_1}, X_{j_2}, \dots, X_{j_s}) dX_k = 0$ for $k = j_1 j_2 \dots j_s$. The total variance $V(Y)$ can be

decomposed into terms attributable to each input, as well as the interaction effects between them [51]

$$V(Y) = \int f^2(X) dX - f_0^2 = \sum_{s=1}^n \sum_{i_1 < \dots < i_s} \int f_{i_1 \dots i_s}^2 dX_{i_1} \dots dX_{i_n}. \quad (4.7)$$

The partial variances evaluated from each of the terms in Eq. (6) are given by

$$V_{i_1, \dots, i_s} = \int_0^1 \dots \int_0^1 f_{i_1, \dots, i_s}^2(x_1, \dots, x_s) dx_1 \dots dx_s \quad (4.8)$$

The sensitivity indexes are then calculated by the relation

$$SI(x_1 \dots x_s) = \frac{V_{i_1, \dots, i_s}}{V(Y)} \quad (4.9)$$

For Fourier Analysis Sensitivity Testing (FAST) method, the multidimensional integrals in Eq. (4.7) are transformed in one-dimensional integral [45,46] using for each parameter

i an expression such as $X_i = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arcsin(\sin(\omega_i s + \varphi_i))$ where $s \in [-\pi, \pi]$ is a scalar variable, ω_i a chosen angular frequency and φ_i is a random phase-shift. The total variance of $f(X)$ is then approximated by

$$V(Y) \approx 2 \sum_{j=1}^{(N_s-1)/2} (A_j^2 + B_j^2), \quad (4.10)$$

where N_s is the number of samples, A_j and B_j are the Fourier coefficients given by

$$A_j = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(X_1, X_2, \dots, X_n) \cos(js) ds \text{ and } B_j = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(X_1, X_2, \dots, X_n) \sin(js) ds.$$

The first order effect for the parameter i is expressed as

$$V_i \approx 2 \sum_{j=1}^M (A_{j\omega_i}^2 + B_{j\omega_i}^2). \quad (4.11)$$

FAST algorithm is used in this work to compute efficiently the sensitivity indexes of the input parameters together with the normalized standard deviation (NSD) given by [51]

$$NSD = \frac{\sqrt{E(Y^2) - E(Y)^2}}{E(Y)}. \quad (4.12)$$

4.5.2 Results of sensitivity analysis for MPP absorbers models

4.5.2.1 Single degree of freedom MPP absorber

In the following, the sensitivity analysis is performed on a single degree of freedom MPP absorber using the nonlinear impedance model in Eqs. (4.2) and (4.3) to highlight the impact of uncertainty of the input parameters on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. There are five input parameters for the nonlinear impedance model namely the percentage open area (POA) of the MPP, the hole diameter (d), the thickness of MPP (t), the cavity depth (D) and the sound pressure level (SPL). First, the analysis is done at different constant SPL of 90 dB, 120 dB and 150 dB and the variability of the inputs parameters is set to 10% of the nominal value. The lower and upper bounds of the inputs parameters are given in Table 4.1.

Tableau 4.1 Lower and upper bounds of the input parameters.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	5	4.5	5.5
Hole diameter	d (mm)	1	0.9	1.1
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.9	1.1
Depth of Cavity	D (mm)	30	27	33

In Figs. 4.2-4.4, the first order and total sensitivity indexes of each input parameter on the acoustic properties of the liner namely the normalized resistance, reactance and the normal sound absorption coefficient are represented with the normalized standard deviation for a constant SPL of 90 dB.

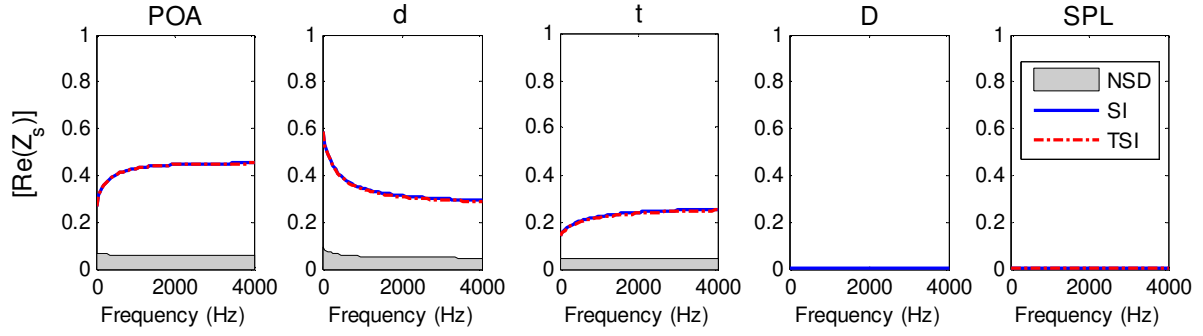


Figure 4.2 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=90 dB.

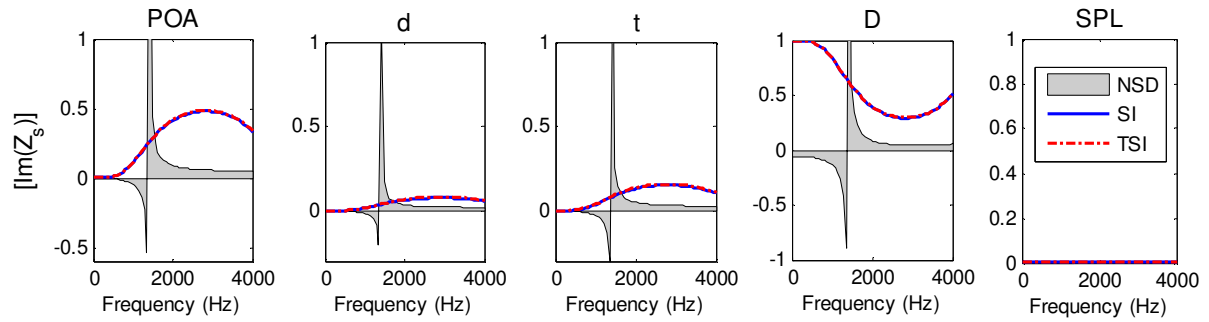


Figure 4.3 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=90 dB.

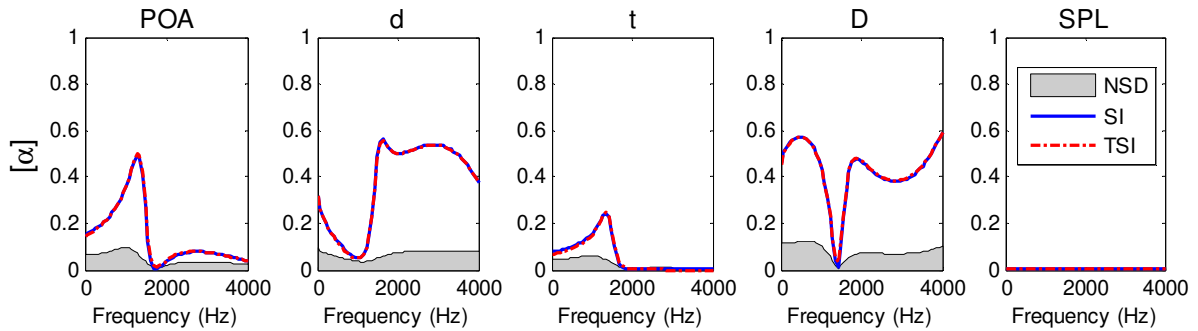


Figure 4.4 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=90 dB.

Figures 4.2-4.4 show that the first order SI and total sensitivity index TSI are identical with respect to the frequency which indicates that interactions between the input parameters are neglected. This is due to the narrow range of the inputs parameters used in table 1. Indeed if one increases the range of the input parameters, it appears clearly a difference between the first-order index SI and the total sensitivity index TSI (Figs. 4.9

and 4.10). The normalized standard deviation of an input parameter shows the changes induced by the parameter on the feature of interest. A small value of NSD indicates a small change of the output of interest and if the ranges of the input parameters are large, the NSD increases as illustrated in Figs. 4.9 and 4.10. In Fig. 4.2, the NSD of the POA, the hole diameter and the plate thickness on the acoustic resistance are almost the same and smaller than 0.1. The first-order sensitivity index SI and the total sensitivity index TSI of the cavity depth with the associated NSD are zero because the effect of the cavity depth on the resistance is neglected. As the SPL is a constant, the associated sensitivity indexes and NSD in Figs. 4.2-4.4 are zero. In Fig. 4.3, the normalized standard deviations of input parameters on the acoustic reactance are negative in the frequency range 0-1350 Hz because the mean value of acoustic reactance is negative (Fig. 4.8). The resonant sound absorption frequency in Fig. 4.8 is 1355 Hz and the mean value of the normalized reactance at this frequency is zero and this involves a peak of the NSD according to Eq. (4.12). Around the resonant frequency, the input parameters induce an important change on the acoustic reactance.

The first-order sensitivity indexes (SI s) of all input parameters on the outputs shown in Figs. 4.2-4.4 are now presented together in Fig. 4.5 with different colour.

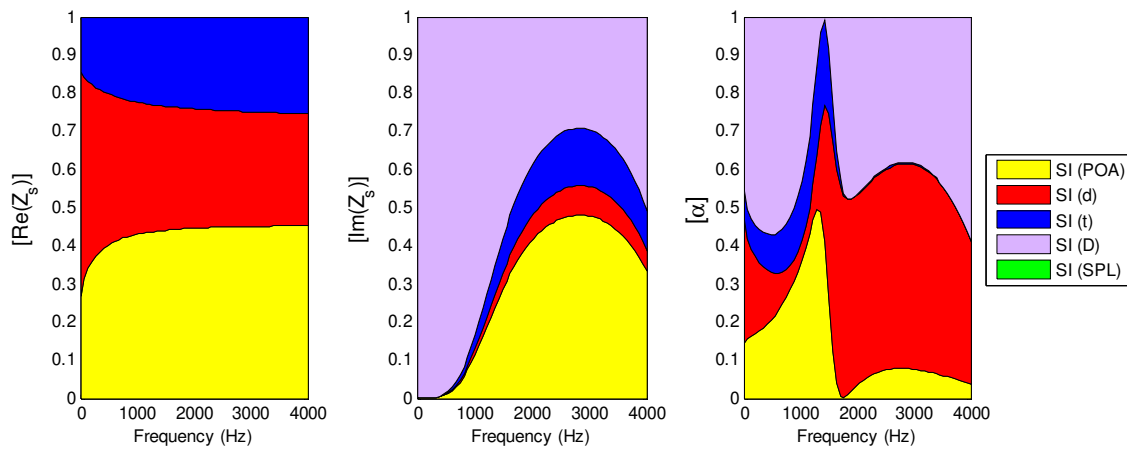


Figure 4.5 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=90 dB.

In the linear regime corresponding to a low SPL excitation, the acoustic resistance of the MPP absorber (Fig. 4.5) is sensitive to the POA, the orifice diameter and the plate

thickness. The first-order sensitivity index of the POA on the resistance is a little higher than 40%, the perforation diameter sensitivity index is around 40% and finally the MPP thickness index is around 20%. At low SPL, the resistance of the MPP absorber is influenced by the POA and the perforation diameter.

In Figs. 4.6 and 4.7, the normalized acoustic resistance of MPP absorber is represented respectively with respect to the perforation ratio and the orifice diameter at 90 dB.

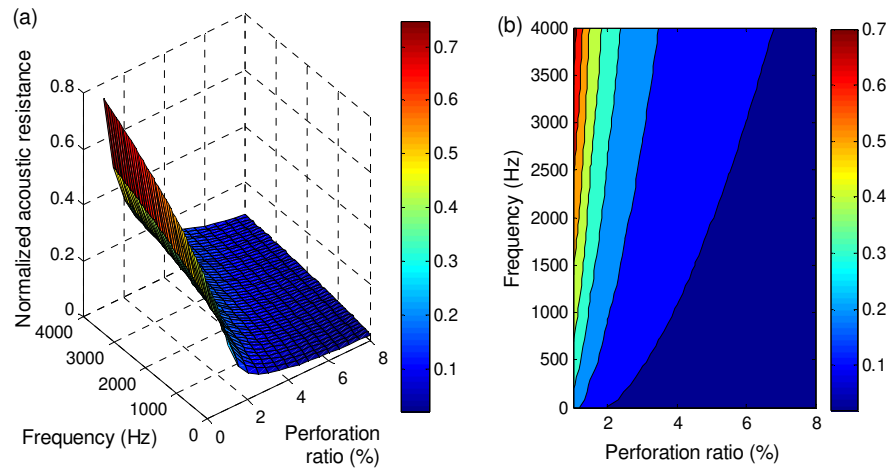


Figure 4.6 Normalized acoustic resistance of micro perforated panel absorber (SPL=90 dB, hole diameter=1.0 mm, thickness=1.0 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

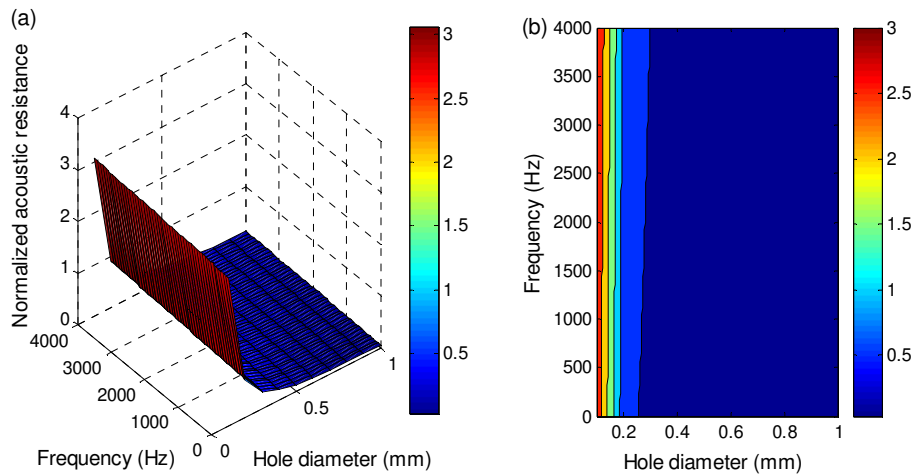


Figure 4.7 Normalized acoustic resistance of micro perforated panel absorber (SPL=90 dB, POA=5%, thickness=1.0 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 4.6, the normalized resistance of MPP at 90 dB or low SPL decreases from 0.7 to 0.05 when the POA varies from 1% to 8%. In the linear regime, if one increases the POA, the resistance is so low that the MPP sound absorption degrades. The normalized resistance in Fig. 4.7 decreases from 3 to 0.01 when the orifice diameter increases from 0.1 mm to 1.0 mm. A MPP absorber with a hole diameter greater than 1.0 mm is not efficient in sound absorption at low SPL because of the very small resistance value.

The reactance of the MPP absorber in Fig. 4.5 is completely affected by the cavity depth at low frequencies. The first-order sensitivity index of the cavity depth on the reactance is 100% in the frequency range 0-500 Hz. The acoustic reactance of the cavity given by $-jZ_0 \cot(k_0 D)$ with $Z_0 = \rho_0 c_0$ the impedance of air dominates completely the reactance of the MPP absorber at low frequencies. The POA, the hole diameter and the plate thickness have no effect on the reactance of the MPP absorber in the frequency range 0-500 Hz. The cavity depth sensitivity index decreases from 100% at 500 Hz to 30% at 2800 Hz and then increases until 50% at 4000 Hz. It is known that the resonant frequency of the MPP absorber decreases with respect to the cavity depth so a design of a good MPP absorber at low frequencies necessitates a larger cavity depth. The first-order sensitivity index of the POA on the reactance varies from zero at 500 Hz to 48% at 2800 Hz and then decreases until 33% at 4000 Hz. The POA is the second most influential parameter for the reactance after the cavity depth. The effects of the hole diameter and the plate thickness are neglected by comparison with the effects of the POA and the cavity depth. At the resonant frequency of 1355 Hz (Fig. 4.8), the POA sensitivity index on the sound absorption coefficient is 50%, the perforation diameter sensitivity index is 25%, the plate thickness index is 24% and the cavity depth index is 1%. The cavity depth has practically no effect on the sound absorption at the resonance while the POA has the largest effect. Outside the resonant frequency, the effect of the cavity depth dominates the sound absorption, then the effect of hole diameter for frequency higher than the resonant frequency.

Figure 4.8 illustrates the mean value of the outputs with minimum and maximum values together with the mean value plus or minus the standard deviation.

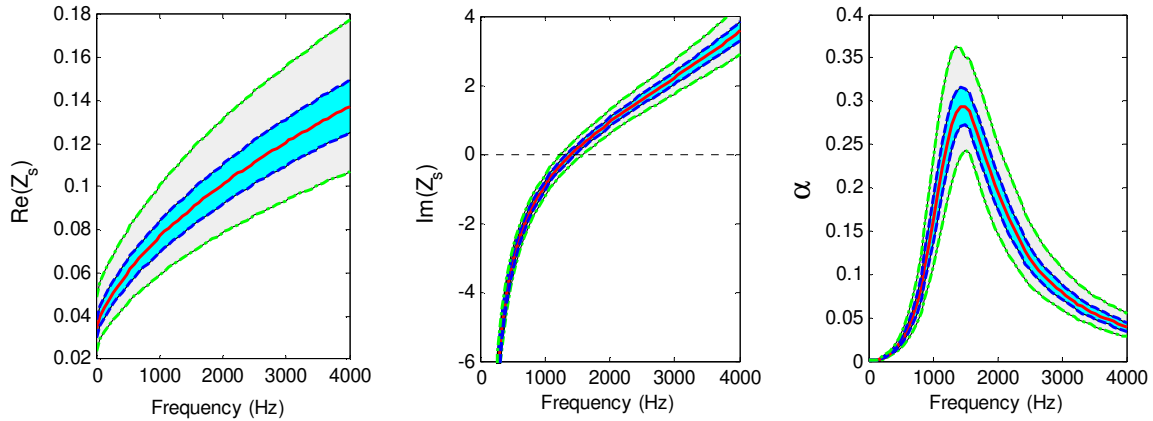


Figure 4.8 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values, SPL=90 dB.

The mean value of the normalized resistance in Fig. 4.8 at 90 dB is below 0.14 over the entire frequency range which results in a low sound absorption. The maximum of the mean sound absorption coefficient is 0.28 at resonant frequency of 1355 Hz and the frequency band is narrow.

The changes in the outputs are affected by the range of the input parameters. A large range of input parameters induces very important changes on the features of interest. This is illustrated in Figs. 4.9 and 4.10 which present the sensitivity indexes together with the NSD for the normalized acoustic resistance and reactance of MPP absorber. The minimum and maximum values of the inputs are shown in Table 4.2.

Tableau 4.2 Minimum and maximum values of input parameters.

Parameter	Variable	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	1	6
Hole diameter	d (mm)	0.2	2
Thickness of MPP	t (mm)	0.2	2
Depth of Cavity	D (mm)	5	30
Sound Pressure Level	SPL (dB)	90	140

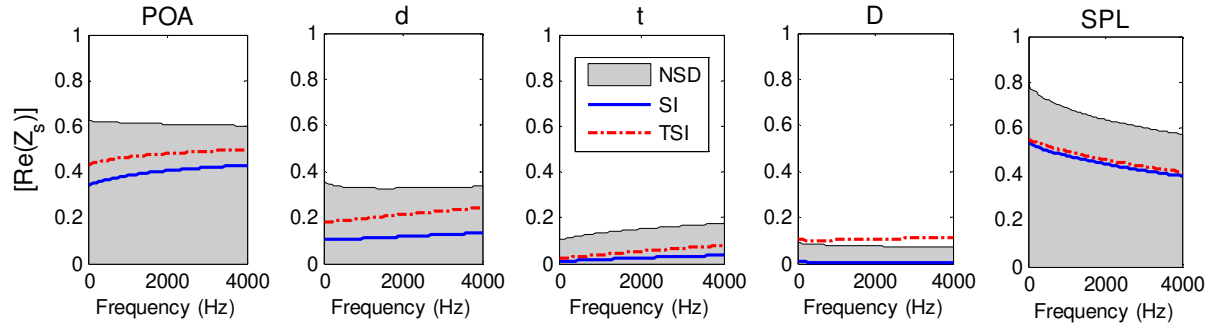


Figure 4.9 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance.

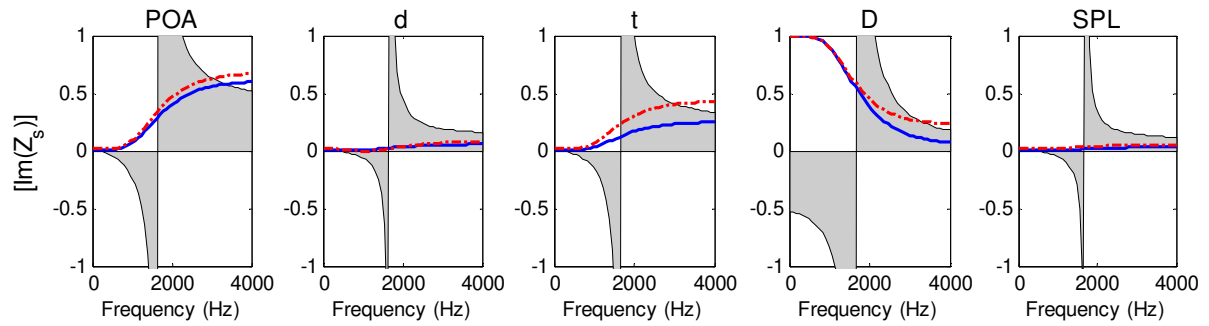


Figure 4.10 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance.

In Figs. 4.9 and 4.10, the total sensitivity indexes (*TSIs*) are superior to the first-order sensitivity indexes (*SI*s) because they account for coupling effects between input parameters. The normalized standard deviation of the POA and the SPL on the resistance are greater than 0.6 which indicates that they induce an important change on the resistance. The NSD of each input parameter in Figs. 4.9-4.10 is greater than the one in Figs. 4.2-4.3. Thus if the ranges of the inputs parameters are very large, the effects on the features of interest are also very important.

In Figs. 4.11-4.13, the sensitivity indexes with the NSD of each input parameter whose values are summarized in Table 4.1 are illustrated for a constant SPL of 120 dB.

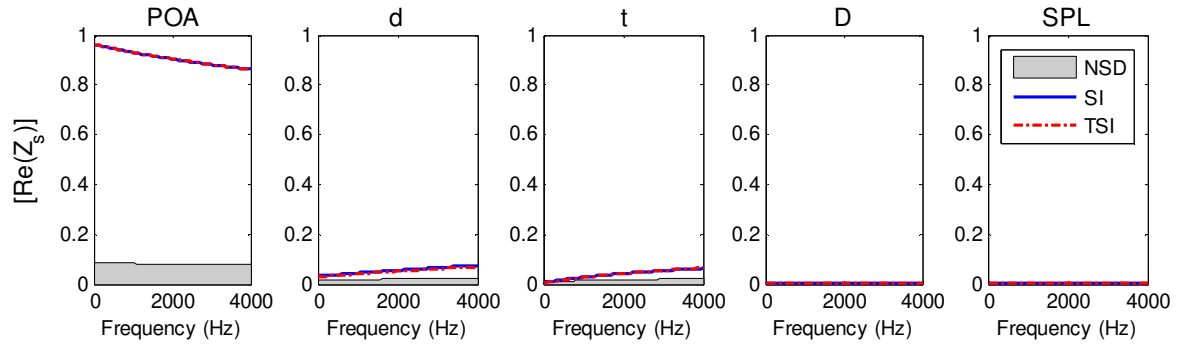


Figure 4.11 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=120 dB.

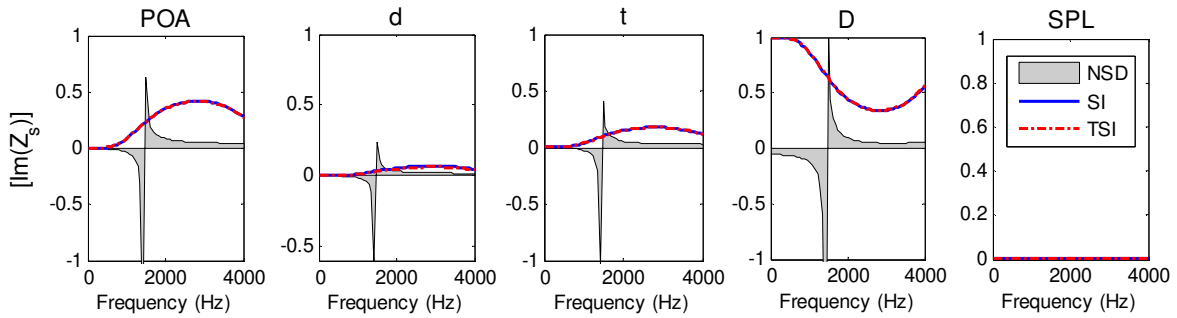


Figure 4.12 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=120 dB.

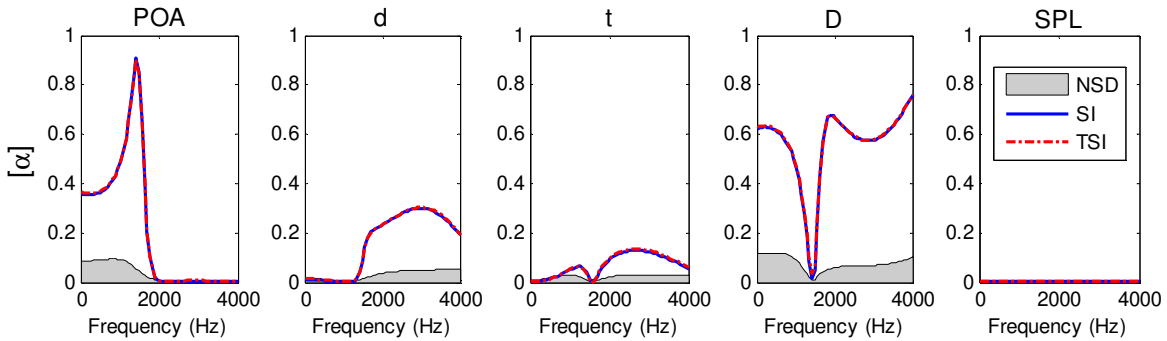


Figure 4.13 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=120 dB.

The peak of the NSD on the acoustic reactance in Fig. 4.12 occurs at 1425 Hz which represents the resonant frequency of the MPP absorber while it was observed at 1355 Hz at 90 dB in Fig. 4.3. The sensitivity indexes of all input parameters presented in Figs. 4.11-4.13 are shown together with different colour in Fig. 4.14.

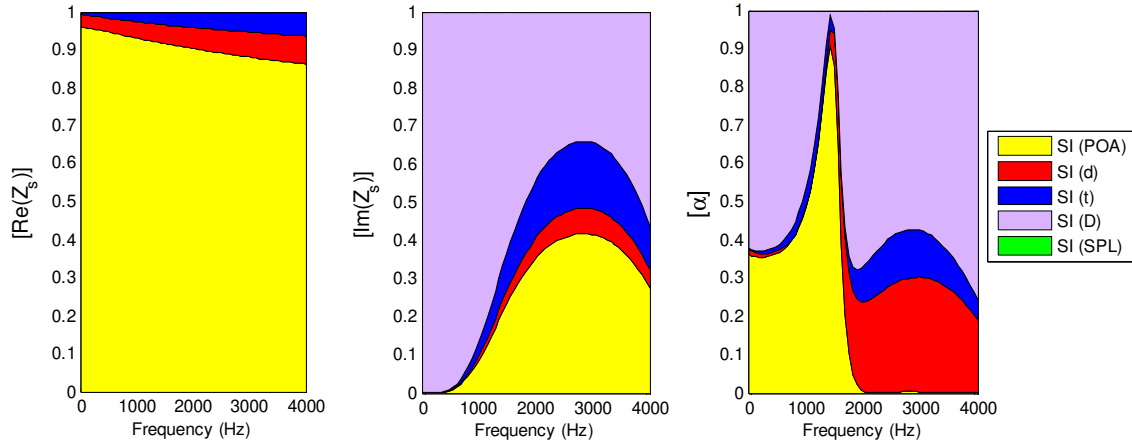


Figure 4.14 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=120 dB.

At 120 dB, the first-order sensitivity indexes of the orifice diameter with the plate thickness on the acoustic resistance are together about 10% (Fig. 4.14) while the POA sensitivity index is around 90%. The resistance is completely influenced by the POA with neglected effects of the orifice diameter and plate thickness. The behavior of the reactance remains the same being influenced by the cavity depth. At 1425 Hz which is the resonant frequency, the sensitivity index of the POA on the sound absorption coefficient is 90%. The resonance of the MPP absorber is controlled by the POA. Outside the resonant frequency, the cavity depth index is more than 60%. The effects of perforation diameter and plate thickness on the sound absorption at 120 dB remain low.

In Fig. 4.15, the sensitivity indexes of all input parameters are illustrated for a constant SPL of 150 dB.

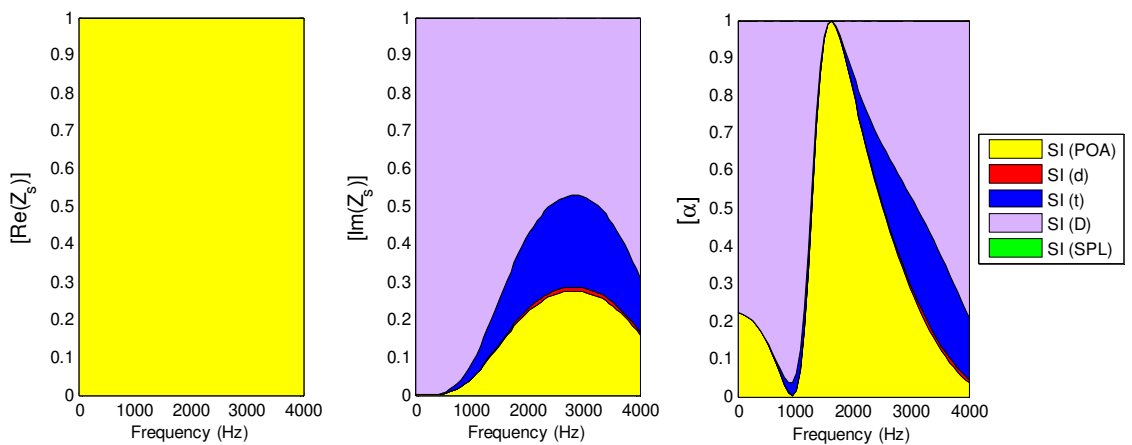


Figure 4.15 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=150 dB.

The normalized resistance in Fig. 4.15 is defined only by the POA with a sensitivity index of 100%. The POA controls thus the resistance of the MPP at higher pressure levels. The reactance is still dominated by the cavity depth. The POA index on the sound absorption coefficient at 150 dB is 100% at the resonant frequency which is 1700 Hz. The resonance which occurs respectively at 1355 Hz, 1425 Hz and 1700 Hz for constant SPL of 90 dB, 120 dB and 150 dB shows that the resonant frequency of the MPP absorber increases with the SPL. The perforation diameter in Fig. 4.15 has no influence on the sound absorption and this illustrates that a MPP absorber with a large hole diameter can become efficient in sound absorption at higher pressures level. In the frequency range 0-1000 Hz, the sensitivity index of the cavity depth on the sound absorption coefficient is about 55% at 90 dB in Fig. 4.5, 60% at 120 dB in Fig. 4.14 and greater than 80% at 150 dB in Fig. 4.15. The mean value plus or minus the standard deviation with minimum and maximum values of the outputs are presented in Figs. 4.16 and 4.17 respectively at 120 dB and 150 dB.

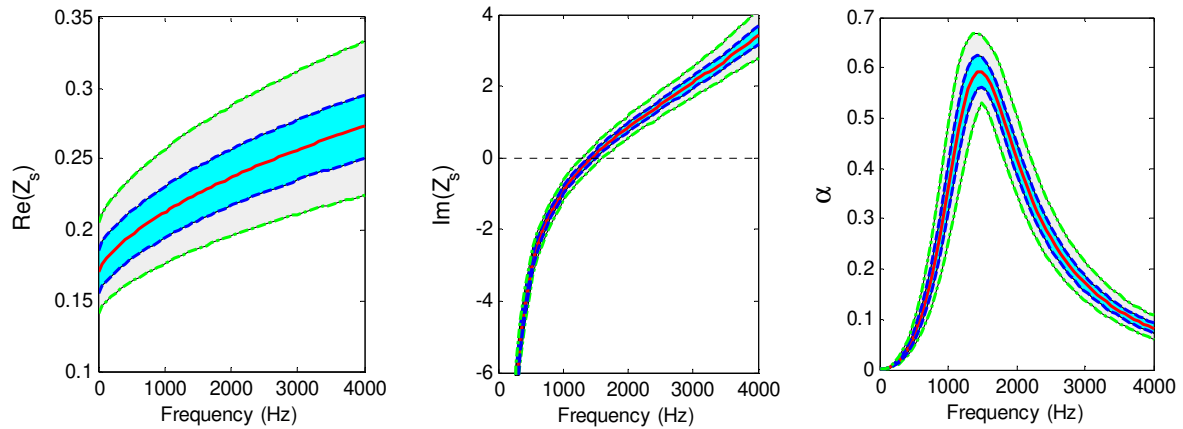


Figure 4.16 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 120 dB.

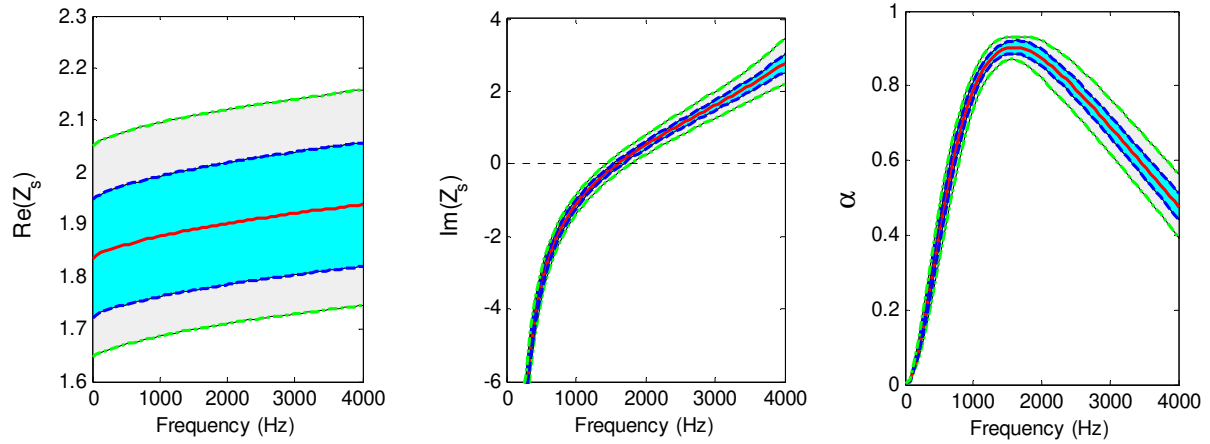


Figure 4.17 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 150 dB.

The mean value of the normalized resistance at 120 dB is smaller than 0.3 (Fig. 4.16) and higher than 1.8 at 150 dB (Fig. 4.17), thus the higher pressure excitations increase the resistance of MPP absorber [10]. The sound absorption coefficient and the frequency band at 150 dB are more important than those at 90 dB and 120 dB (Figs. 4.8 and 4.17).

Unlike the previous cases where the SPL is considered constant, the SPL, in the following is variable. The nominal SPL is first set to 100 dB and secondly to 130 dB. The variability of all the inputs parameters is set to 15% of the nominal values which are summarized in Table 4.3. In Figs. 4.18-4.20, the sensitivity indexes of the input parameters with the normalized standard deviation are shown.

Tableau 4.3 Values of input parameters

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	5	4.25	5.75
Hole diameter	d (mm)	1	0.85	1.15
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.85	1.15
Depth of Cavity	D (mm)	30	25.5	34.5
Sound Pressure Level	SPL (dB)	100	85	115

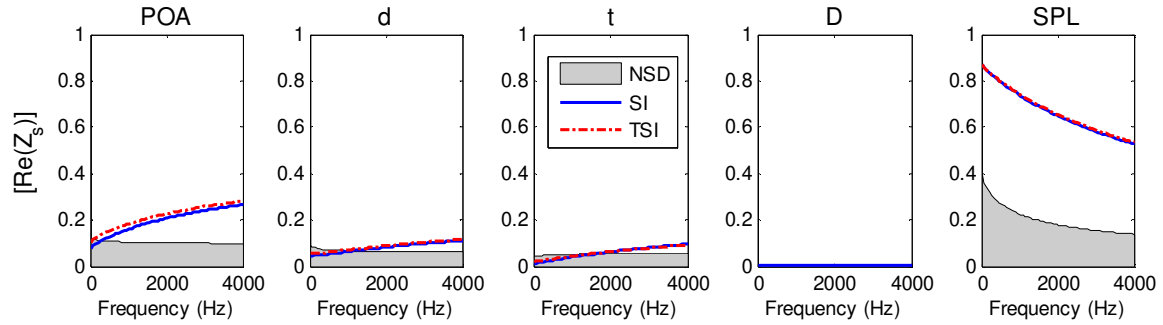


Figure 4.18 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=100 dB.

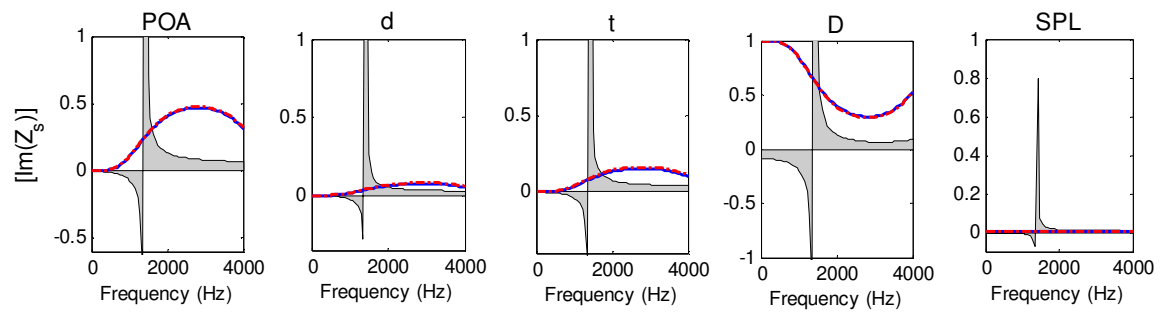


Figure 4.19 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=100 dB.

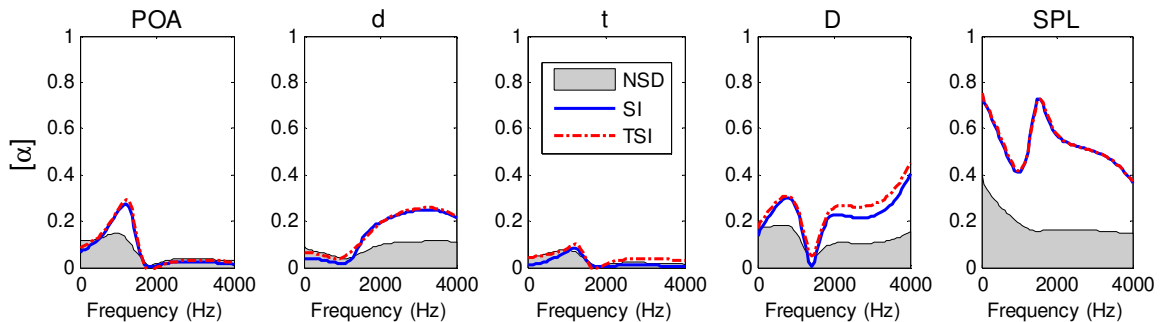


Figure 4.20 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=100 dB.

The normalized standard deviations of all input parameters on the acoustic reactance present a peak at the resonant frequency 1350 Hz. The NSD of the SPL with its sensitivity index on the acoustic reactance outside the resonant frequency are zero. The sensitivity indexes are illustrated in Fig. 4.21 with different colour.

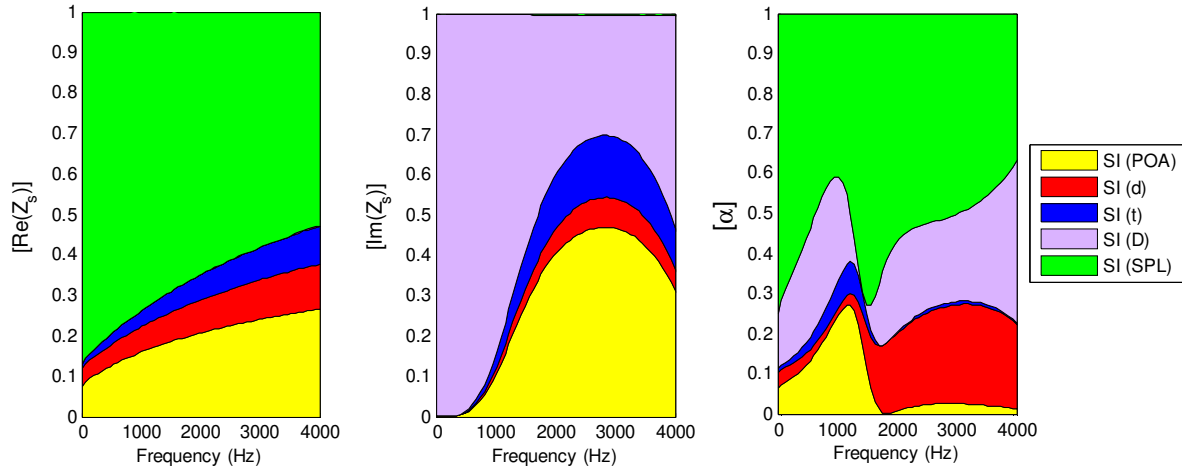


Figure 4.21 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal =100 dB.

The acoustic reactance of MPP absorber is not affected by the SPL (Fig. 4.21) while its sensitivity index on the resistance varies with respect to the frequency from 88% to 52% at 4000 Hz. The resistance is so affected by the SPL which influences also the sound absorption coefficient.

In Figs. 4.22-4.25, the nominal SPL is set to 130 dB with variability of 15%, thus the minimum value is 110.5 dB and the maximum is 149.5 dB. The values of the others input parameters are given in Table 4.3.

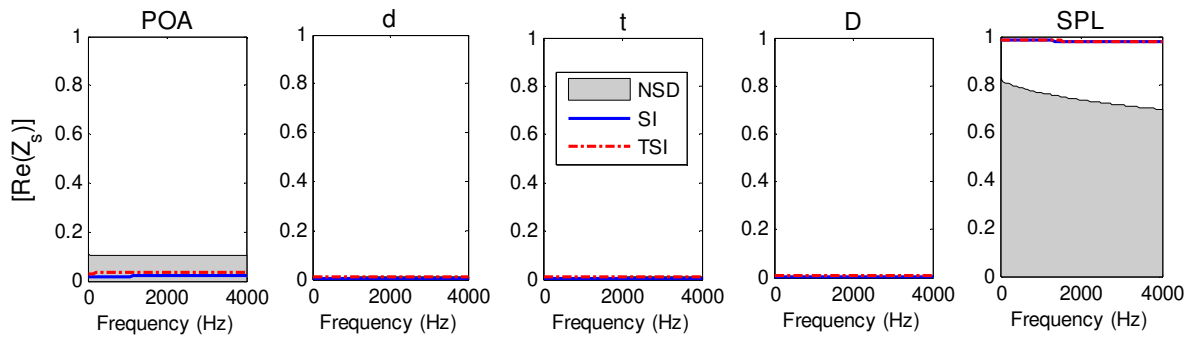


Figure 4.22 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=130 dB.

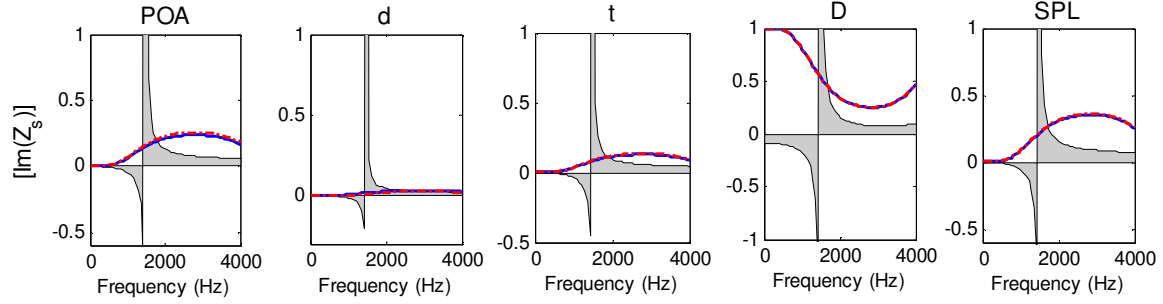


Figure 4.23 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=130 dB.

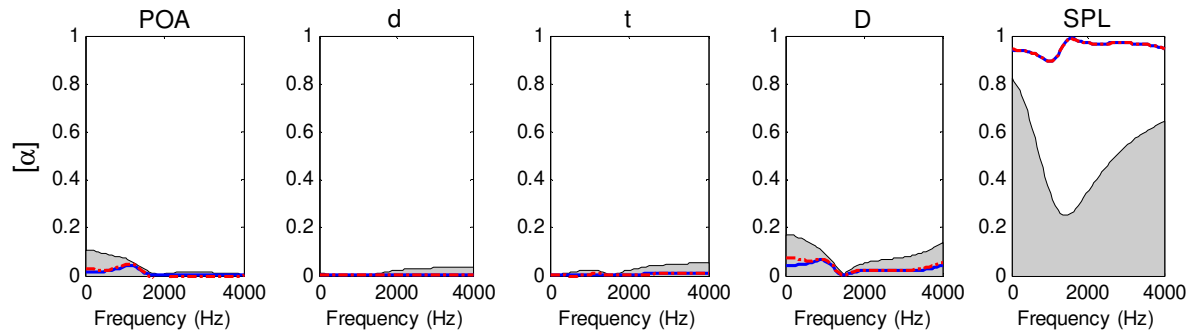


Figure 4.24 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.

The sensitivity indexes of the hole diameter, the thickness and the cavity depth with their respective NSD on the resistance are zero in Fig. 4.22. The sensitivity index of the POA on the resistance which increases with respect to the frequency from 10% to 25% in Fig. 4.18 when the nominal SPL is 100 dB, is now close to zero in Fig. 4.22 for a nominal SPL of 130 dB. The SPL index on the resistance in Fig. 4.22 is close to 100% while it decreases with respect to the frequency from 88% to 52% in Fig. 4.18. It is clear in Fig. 4.25 that the effect of SPL dominates completely the acoustic resistance and the sound absorption coefficient.

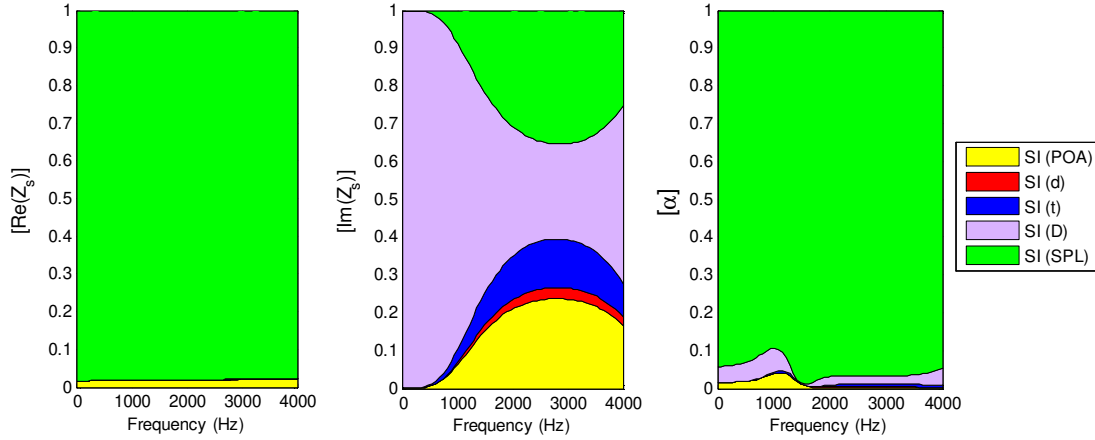


Figure 4.25 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.

4.5.2.2 Double degree of freedom MPP absorber

The sensitivity analysis is now performed on a double degree of freedom MPP absorber shown in Fig. 4.26 using the nonlinear impedance model in Eqs. (4.2) and (4.3).

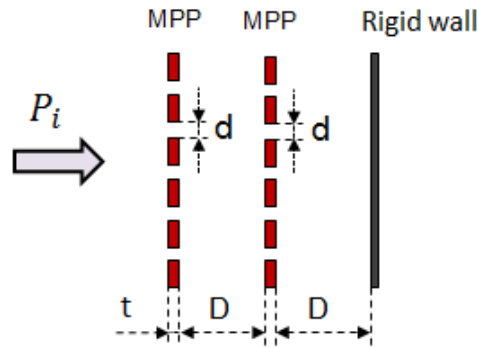


Figure 4.26 Double layer MPP absorber.

The two MPPs are considered identical and the cavity depths are the same. Thus, the thickness of each MPP is t , the perforation diameter is d and the cavity depth is D . The transfer matrix T_1 of the first MPP with air cavity is given by

$$T_1 = \begin{bmatrix} 1 & Z_{MPP} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D\right) & j\rho_0 c_0 \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D\right) \\ \frac{j}{\rho_0 c_0} \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D\right) \end{bmatrix}. \quad (4.13)$$

with Z_{MPP} the acoustic impedance model expressed in Eqs. (4.2) and (4.3). The same sound pressure level for both MPPs is considered in this analysis so the transfer matrix

T_2 of the second MPP with air cavity is identical to T_1 . Finally, the transfer matrix T of the double MPP absorber is determined by multiplying the transfer matrix T_1 and T_2 . The matrix T can be written as

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix}, \quad (4.14)$$

with T_{11}, T_{12}, T_{21} and T_{22} the different elements of the matrix T . The acoustic impedance on the surface of the double MPP absorber is then calculated by the following relation

$$Z_s = T_{11} / T_{21}. \quad (4.15)$$

For the sensitivity analysis, there are five input parameters for the nonlinear impedance model like the previous study with the single layer MPP absorber. The variability of the inputs parameters is set to 5% of the nominal values and the SPL is constant. In Table 4.4, the minimum and maximum values of the input parameters with their nominal values are summarized. The sensitivity indexes of double layer MPP absorber parameters with the NSD are presented in Figs. 4.27-4.29 for a constant SPL of 100 dB and in Figs. 4.30-4.33 for a constant SPL of 145 dB.

Tableau 4.4 Lower and upper bounds of the double layer MPP input parameters.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	5	4.75	5.25
Hole diameter	d (mm)	1	0.95	1.05
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.9	1.05
Depth of Cavity	D (mm)	20	19	21

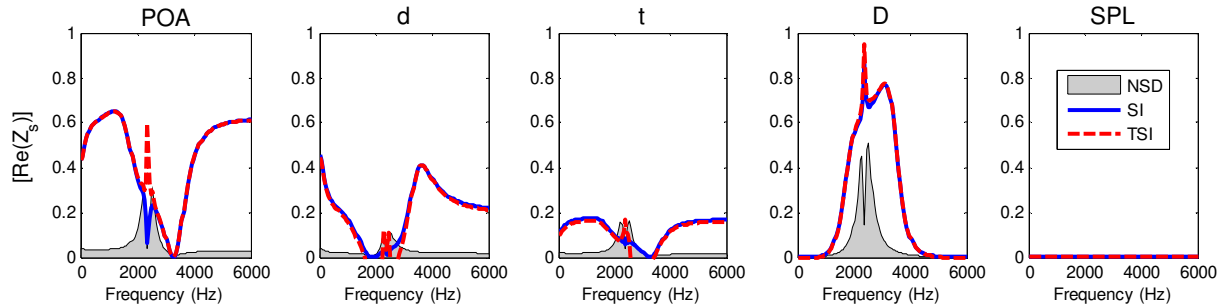


Figure 4.27 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=100 dB.

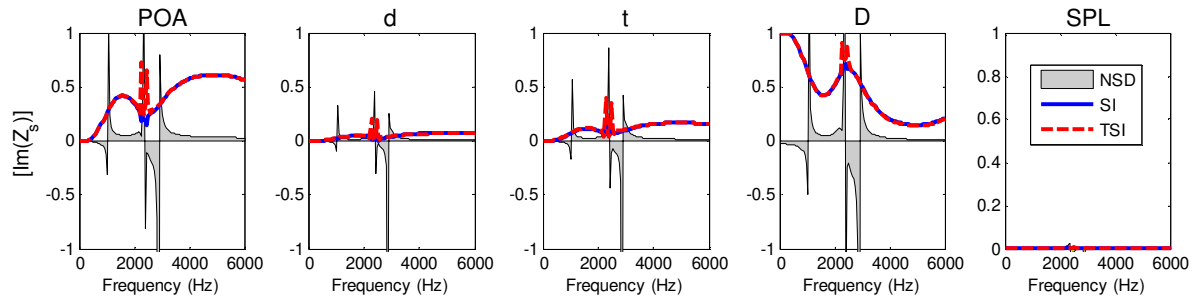


Figure 4.28 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=100 dB.

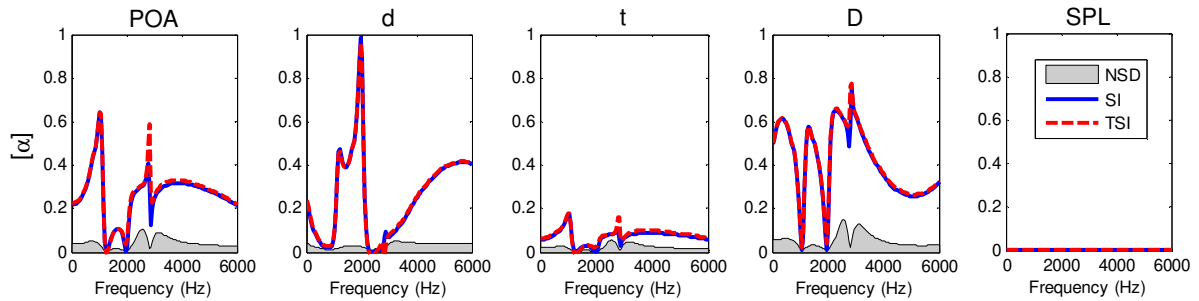


Figure 4.29 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=100 dB.

At 100 dB, the sensitivity index of the POA on the acoustic resistance in Fig. 4.27 is greater than 50% in the frequency ranges 100-1800 Hz and 4200-6000 Hz. As explained before, the cavity depth doesn't affect the acoustic resistance of a single layer MPP absorber (Fig. 4.2) but for a double layer MPP absorber, the sensitivity index of the cavity depth on the acoustic resistance in Fig. 4.27 is higher than 60% in the frequency range 2200-3400 Hz. The effect of the cavity depth on the acoustic reactance remains important at low frequencies. Indeed, the cavity depth sensitivity index on the reactance in Fig. 4.28 is 100% in the frequency range 0-500 Hz while the POA index is 60% in the frequency range 4000-6000 Hz. At 2000 Hz, the sound absorption coefficient in Fig. 4.29 is completely influenced by the hole diameter at 100 dB.

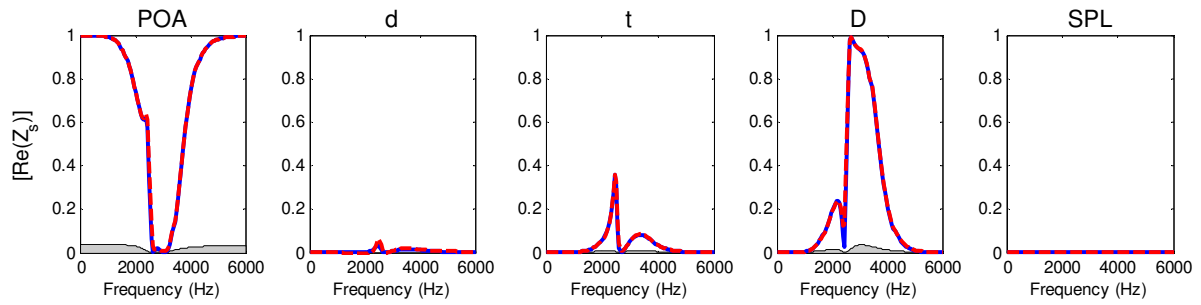


Figure 4.30 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=145 dB.

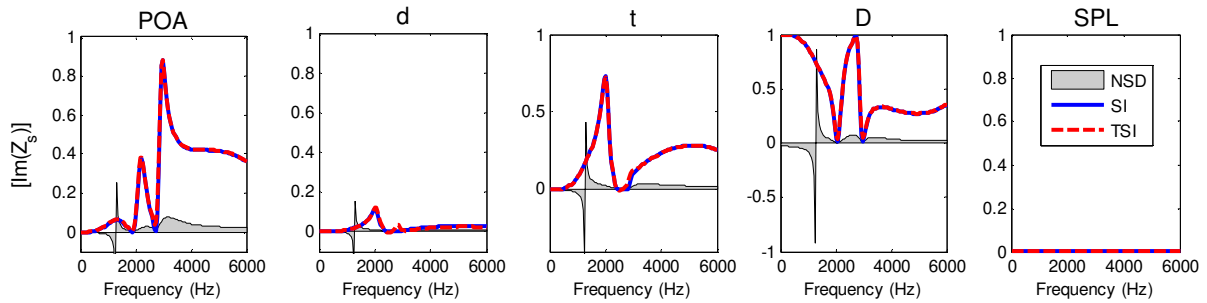


Figure 4.31 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=145 dB.

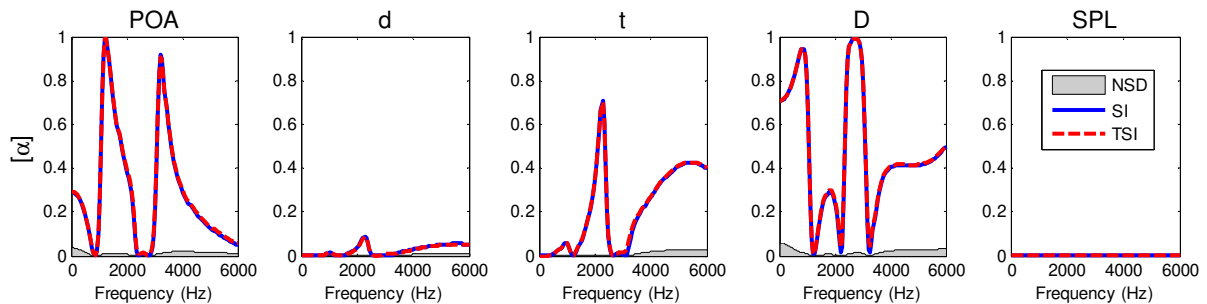


Figure 4.32 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of double layer MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=145 dB.

The normalized standard deviations of the inputs parameters are reduced at 145 dB in Figs. 4.30-4.32 compared to those at 100 dB in Figs. 4.27-4.29.

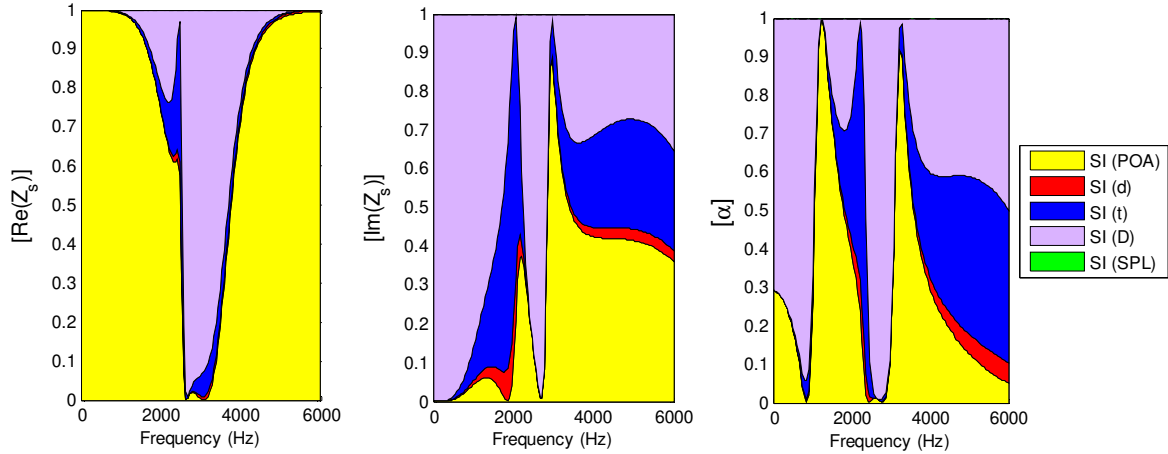


Figure 4.33 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, SPL=145 dB

The POA sensitivity index on the acoustic resistance at 145 dB in Figs. 4.30 and 4.33 is 100% in the frequency ranges 0-1000 Hz and 5000-6000 Hz while it is zero from 2600 Hz to 3200 Hz. The impact of the PAO on the sound absorption coefficient in Fig. 4.32 is important around 1250 Hz and 3250 Hz which represent the resonant frequencies. The hole diameter doesn't affect the outputs in Figs. 4.30-4.32. The effect of the cavity depths on the outputs remains important.

In Fig. 4.34 which shows the first-order sensitivity indexes of double layer MPP absorber parameters, the nominal SPL is set to 120 dB with variability of 5%. The others input parameters are presented in Table 4.4.

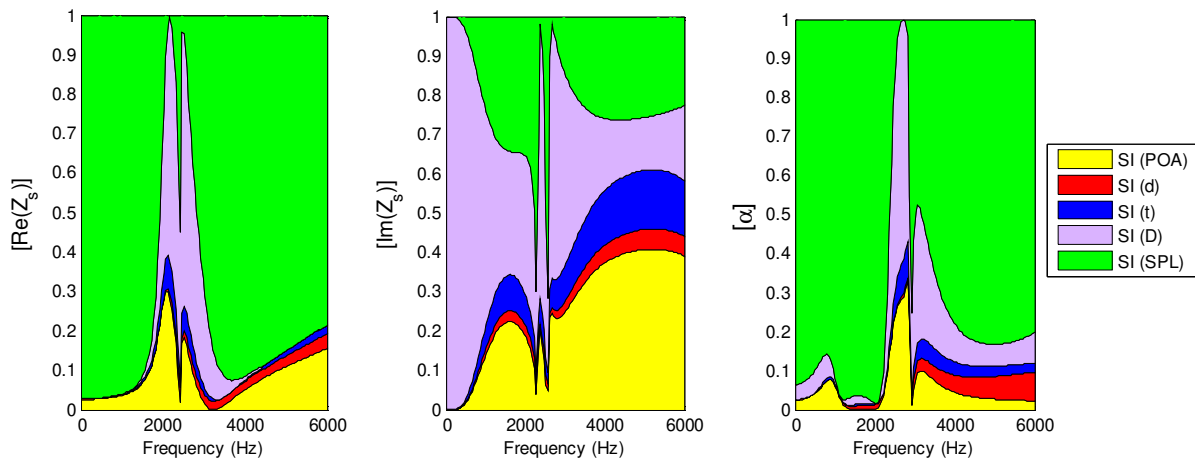


Figure 4.34 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, SPL nominal=120 dB

The SPL is the parameter that greatly affects the acoustic resistance and the sound absorption coefficient of double layer MPP absorber.

4.6 Dimensionless analysis at high SPL

4.6.1 Dimensionless formulation of the acoustic impedance model of MPP at high SPL

In the following section, a dimensionless formulation is used to analyse the acoustic behavior of the MPP absorber at high SPL. The dimensionless parameters in the impedance model of MPP are the ratio d^* of the perforation diameter d by the plate thickness t , the ratio D^* of the cavity depth by the thickness, the Helmholtz number ω^* and the orifice Mach number M_a . The dimensionless parameters are given by

$$d^* = \frac{d}{t} \quad , \quad D^* = \frac{D}{t} \quad , \quad \omega^* = \frac{\omega D}{c_0} = kD \quad , \quad M_a = \frac{V_a}{c_0} \quad (4.16)$$

The normalized acoustic resistance R^* is obtained by substituting Eq. (4.16) into Eq. (4.2)

$$R^* = \frac{32\eta t}{\phi \rho_0 c_0 d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{(x^*)^2}{32}} + \frac{\sqrt{2} x^* d^*}{32} \right] + \frac{1.59 (d^*)^{0.06}}{\phi^{0.845}} M_a \quad (4.17)$$

The perforate constant x of the MPP is a dimensionless parameter

$$x^* = x = d \sqrt{\frac{\omega^* \rho_0 c_0}{4\eta D}} = d^* \sqrt{\frac{\omega^*}{D^*} \left(\frac{\rho_0 c_0 t}{4\eta} \right)} \quad (4.18)$$

From Eq. (4.18), one deduces

$$\frac{4\eta}{\rho_0 c_0 t} = \left(\frac{d^*}{x^*} \right)^2 \frac{\omega^*}{D^*} \quad (4.19)$$

The dimensionless expression of the normalized acoustic resistance R^* can be expressed by substituting Eq. (4.19) into Eq. (4.17)

$$R^* = \frac{8\omega^*}{\phi D^* (x^*)^2} \left[\sqrt{1 + \frac{(x^*)^2}{32}} + \frac{\sqrt{2} x^* d^*}{32} \right] + \frac{1.59 (d^*)^{0.06}}{\phi^{0.845}} M_a \quad (4.20)$$

The normalized acoustic reactance χ^* in term of dimensionless parameters is given by

$$\chi^* = \frac{\omega^*}{\phi D^*} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{9 + (x^*)^2 / 2}} + 0.85 d^* \left(1 + \frac{M_a}{\phi} \right)^{-1} \right] \quad (4.21)$$

The normalized surface impedance of the MPP absorber is given by

$$Z_s = Z_{MPP}^* - j \cot g(\omega^*) \quad (4.22)$$

4.6.2 Parametric analysis using dimensionless formulation

Figure 4.35 illustrates the orifice Mach number M_a with respect to the SPL using the expression of the particle acoustic velocity in Eq. (4.4) for a POA of 5%. One observes that M_a is zero when the SPL is below 110 dB. Above 110 dB, M_a increases greatly.

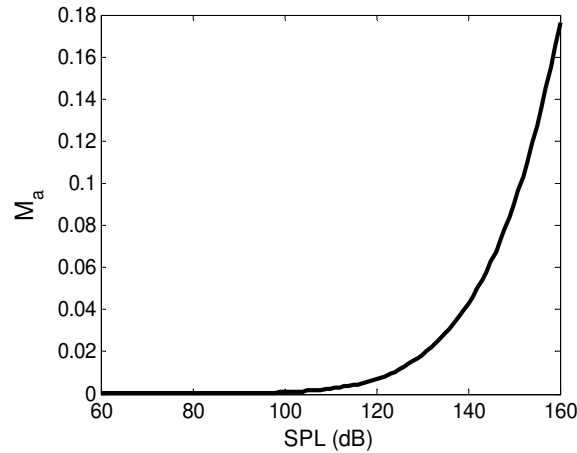


Figure 4.35 The orifice Mach number M_a for POA = 5%.

The effects of the orifice Mach number are shown in Figs. 4.36-4.38 which represent respectively the contour plots of the normalized acoustic resistance with respect to the orifice Mach number M_a and the Helmholtz number ω^* for a POA of 1.4% and 5.3% and the sound absorption coefficients.

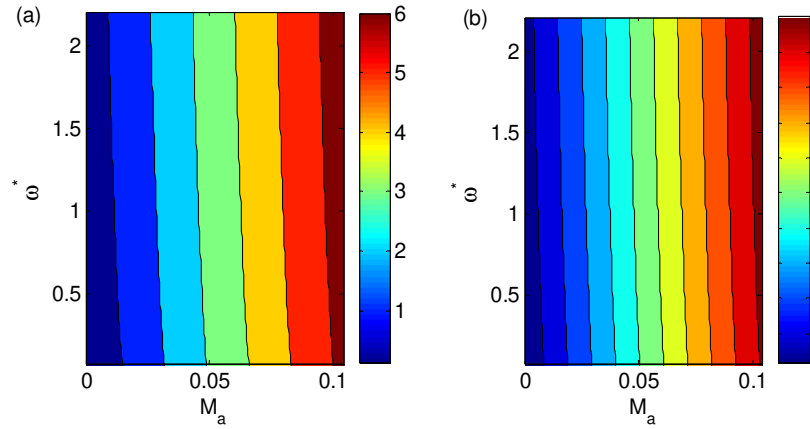


Figure 4.36 Normalized resistance of micro perforated panel ($D^* = 30, d^* = 1$): (a) POA=1.4%, (b) POA=5.3%.

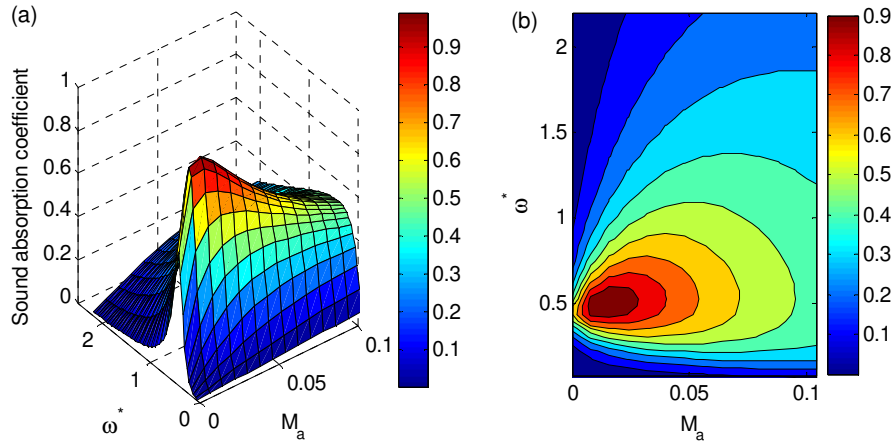


Figure 4.37 Sound absorption coefficient of MPP absorber (POA=1.4%, $D^* = 30, d^* = 1$) : (a) surface plot, (b) contour plot.

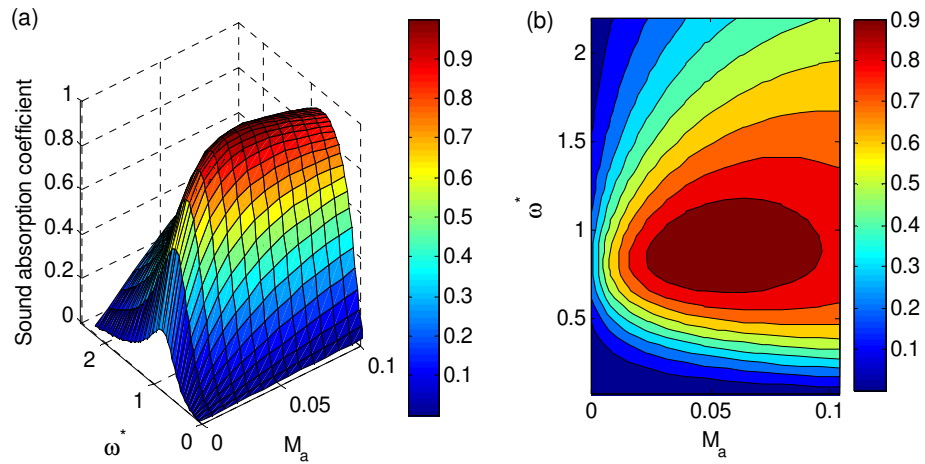


Figure 4.38 Sound absorption coefficient of MPP absorber (POA=5.3%, $D^* = 30, d^* = 1$) : (a) surface plot, (b) contour plot.

The resistance of the MPP absorber (Fig. 4.36) increases with respect to the orifice Mach number. For a POA of 1.4%, the normalized resistance is higher and exceeds 5 when the orifice Mach number approaches 0.1 and the sound absorption coefficient is consequently low (Fig. 4.37) because with a very resistive MPP absorber, the acoustic waves have difficulty penetrating inside. For a POA of 5.3%, the maximum value of the normalized resistance is 2 (Fig. 4.36(b)) and the sound absorption coefficient is improved in Fig. 4.38. Thus a MPP absorber with a low POA is not efficient in sound absorption at very higher pressure level because of the MPP resistance which increases significantly. It is therefore important to choose correctly the POA to provide a good performance of the absorber at higher pressure excitations.

4.7 Sensitivity analysis using dimensionless parameters

The sensitivity analysis is now performed using the dimensionless formulation of the nonlinear acoustic impedance model in Eqs. (4.20)-(4.22). There are four inputs parameters namely the dimensionless diameter d^* , the dimensionless cavity depth D^* , the Helmholtz number ω^* and the orifice Mach number M_a . A single layer MPP absorber is first considered and the lower and upper bounds of input parameters are given in Table 4.5 using a variability of 10% for a constant orifice Mach number of 0.1.

Tableau 4.5 Lower and upper bounds of the dimensionless input parameters.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	4	3.6	4.4
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	25	22.5	27.5

In Fig. 4.39, the first-order sensitivity indexes of the input parameters on the outputs are presented.

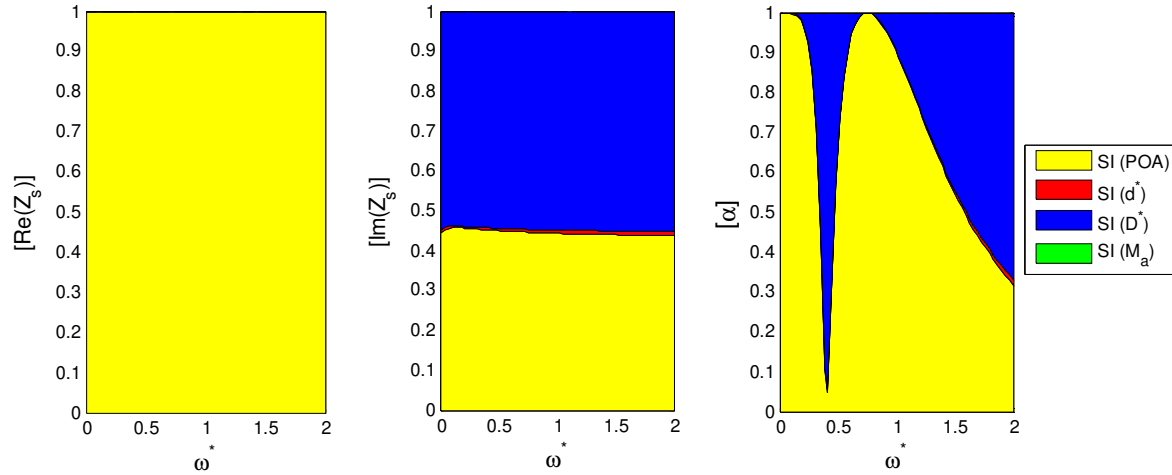


Figure 4.39 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, $Ma=0.1$

The sensitivity index of the POA (Fig. 4.39) on the acoustic resistance is 100% while it is 45% on the acoustic reactance. The resonance of the sound absorption is only affected by the POA. The dimensionless cavity depth sensitivity index is 55% on the reactance. At low frequencies, the cavity depth sensitivity index on the reactance was 100% (Figs. 4.5 and 4.14) but is 55% in Fig. 4.39 for the dimensionless cavity depth.

In Fig. 4.40, the orifice Mach number is variable and its nominal value is set to 0.1 with a variability of 10%, the others inputs are the same as in Table 4.5.

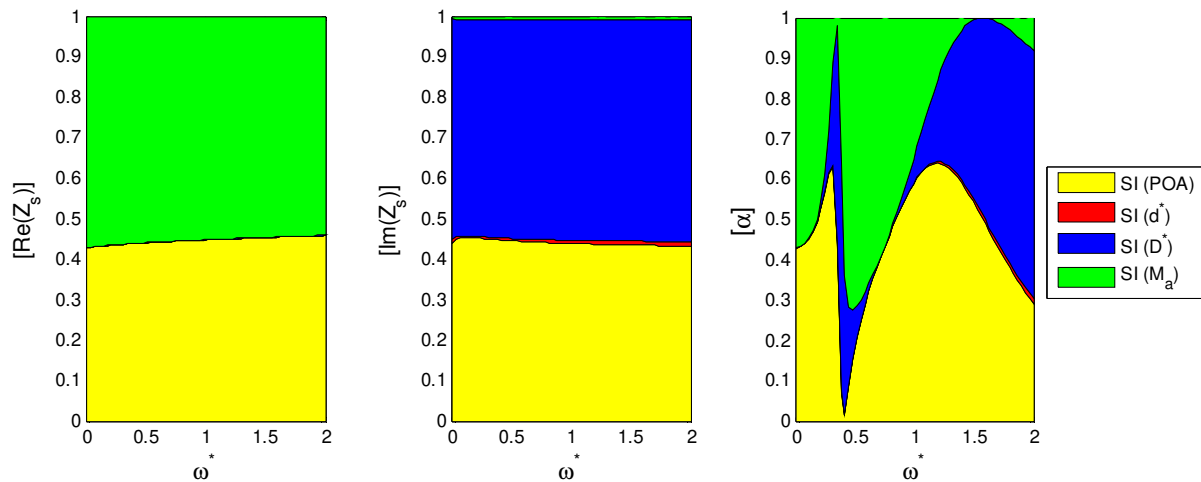


Figure 4.40 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, Ma nominal=0.1

The acoustic resistance (Fig. 4.40) is influenced by the POA with sensitivity index of 42% and M_a with sensitivity index of 53%. The sound absorption coefficient is dominated by the effects of POA, M_a and D^* while the behavior of the reactance remains the same as the previous case.

One considers now a double layer MPP absorber as illustrated in Fig. 4.26. The nominal values of the dimensionless input parameters with a variability of 10% are given in Table 4.6. The orifice Mach number is set to 0.08 the sensitivity indexes are represented in Fig. 4.41.

Tableau 4.1 Values of the double layer MPP input parameters

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	5	4.5	5.5
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	20	18	22

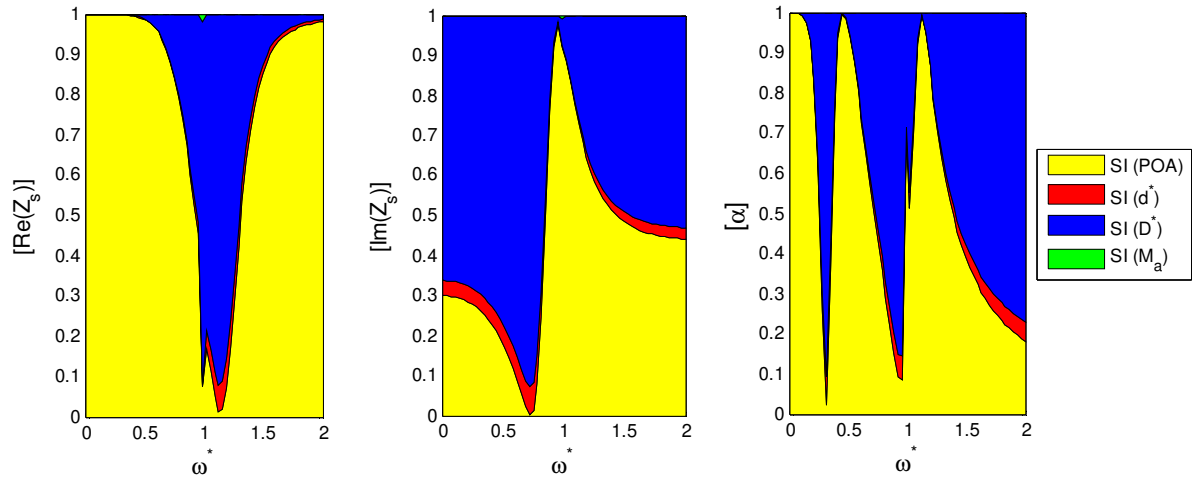


Figure 4.41 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner, $Ma=0.08$.

The acoustic properties of the double layer MPP absorber in Fig. 4.41 are dominated by the effects of the POA and the dimensionless cavity depth.

4.8 Conclusion

Sensitivity analysis was performed on single layer and double layer micro-perforated panel absorbers models to investigate the effects the model input parameters on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. A nonlinear acoustic impedance model of micro-perforated panel which depends on the incident sound pressure level was used for this analysis which was dependent upon the frequency. It was shown that the perforation open area presents a preponderant impact on the acoustic resistance and the sound absorption at the resonance while the influences of the hole diameter and plate thickness are neglected at high sound pressure excitations. The sound pressure level has a strong effect on the acoustic properties of micro-perforated panel absorbers. Furthermore, a micro-perforated panel absorber with a low perforation ratio is not efficient in sound absorption at higher pressure levels.

4.9 Acknowledgment

This work is performed under GARDN project supported by Pratt & Whitney Canada and Federal government (BL-NCE) funds.

CHAPITRE 5

ANALYSE DE SENSIBILITÉ DES MODÈLES DE LINERS SOUS ÉCOULEMENT RASANT ET HAUTS NIVEAUX DE PRESSION

5.1 Avant-propos

Auteurs et affiliations :

Zacharie LALY, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Noureddine Atalla, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Sid-Ali Meslioui, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada

Khalid EL Bikri, professeur, Université Mohammed V de Rabat, ENSET, Département de génie mécanique, CM2SM.

Date de soumission : Prévue après la révision de la thèse

Revue : Journal of the Acoustical Society of America (JASA)

Titre français : Analyse de sensibilité sous écoulement rasant des modèles de systèmes absorbants micro-perforés dans un environnement de pression acoustique élevée.

Contribution au document :

Cet article contribue à la thèse en élaborant sous écoulement rasant et forts niveaux de pression différents modèles d'impédance acoustique des plaques micro-perforées et en évaluant les indices de sensibilité des paramètres d'entrée de ces modèles sur les propriétés acoustiques des liners

Résumé français :

Dans cet article, l'analyse de sensibilité est effectuée à l'aide des modèles d'impédance acoustique non linéaires des liners sous écoulement d'air rasant et à des niveaux de pression élevés afin d'évaluer les effets des paramètres d'entrée des modèles sur les

sorties. On montre comment une variabilité sur les entrées affecte les sorties qui sont l'impédance de surface et le coefficient d'absorption acoustique. Des modèles d'impédance acoustique non linéaires des plaques micro-perforées sous écoulement d'air rasant pour des niveaux de pression élevés sont proposés et validés numériquement et sont utilisés pour les études de sensibilité et études paramétriques afin d'illustrer l'effet de l'écoulement d'air rasant sur les propriétés acoustiques des liners. Pour un niveau de pression sonore donné, l'étude de sensibilité montre que la résistance acoustique du liner est grandement affectée par le taux de perforation de la plaque et le nombre de Mach de l'écoulement d'air ainsi que le coefficient d'absorption à la résonance. Le niveau de pression acoustique, le nombre de Mach de l'écoulement d'air et le diamètre de l'orifice ont des effets négligeables sur la réactance qui reste dominée par la profondeur de la cavité, en particulier en basses fréquences. Le niveau de pression acoustique influence de manière significative les propriétés acoustiques du liner alors que les impacts de l'épaisseur de la plaque, du diamètre de l'orifice et de la profondeur de la cavité sur la résistance sont négligés. Il est démontré que le liner avec un grand diamètre de perforation offre une très faible résistance dans le régime linéaire sans écoulement d'air de sorte que l'absorption est très faible et en présence d'écoulement d'air rasant, la résistance augmente de sorte que le liner peut devenir un bon absorbant acoustique même avec un grand diamètre de perforation. L'écoulement d'air réduit la tortuosité de la plaque micro-perforée et augmente la résistance et, lorsque le nombre de Mach de l'écoulement est très important, la résistance pour les forts niveaux de pression est tellement élevée que le liner n'est plus efficace car il devient trop résistif et crée des difficultés de pénétration pour les ondes acoustiques.

Sensitivity analysis under grazing air flow of micro-perforated panel absorber models in higher sound pressure environment

Zacharie Laly^a, Nouredine Atalla^a, Sid-Ali Meslioui^b, Khalid EL Bikri^c

^a*GAUS, Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada J1K 2R1*

^b*Acoustics, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada J4G 1A1*

^c*CM2SM, Mohammed V University in Rabat, Department of Mechanical Engineering, Rabat, Morocco*

5.2 Abstract

In this paper, sensitivity analysis is performed using nonlinear impedance models of micro-perforated panel absorber under grazing air flow conditions and high pressure excitations in order to evaluate the effects of the input parameters of the models on the outputs. It is shown how the variability on the inputs affects the outputs which are the surface impedance and the sound absorption coefficient. Impedance models of micro-perforated under grazing air flow and high pressure levels are proposed and validated numerically and are used for sensitivity and parametric studies to illustrate the effect of grazing air flow on the acoustic properties of micro-perforated panel absorber. For a given sound pressure level, sensitivity study shows that the resistance of the micro-perforated panel absorber is greatly affected by the perforation ratio of the panel and the air flow Mach number as well as the absorption coefficient at the resonance. The sound pressure level, the air flow and the orifice diameter have negligible effects on the reactance which remains dominated by the cavity depth especially at low frequencies. The sound pressure level influences significantly the acoustic properties of micro-perforated panel absorber while the impacts of the plate thickness, the orifice diameter and the cavity depth on the resistance are neglected. It is shown that the micro-perforated panel absorber with a large perforation diameter offers a very low resistance in the linear regime without air flow so that the absorption is very low and in the presence of air flow, the resistance increases so that the micro-perforated panel absorber can become a good sound absorber even with a large perforation diameter. The grazing air flow reduces the

tortuosity of micro-perforated panel and increases the resistance and when the flow Mach number is very important, the resistance at high pressure levels is so higher that the micro-perforated panel absorber is no longer effective because it becomes too resistive and creates penetration difficulties for the acoustic waves.

5.3 Introduction

The understanding of the acoustic response of micro-perforated panel (MPP) absorbers used in the inlet and exhaust of jet engines in a high grazing flow environment prompted many research investigations [12,52-65] in order to study the grazing flow effect on the acoustic behavior of the orifices. Feder and Dean [52] used an experimental investigation to analyse the effects of grazing flow and high sound pressure levels (SPL) on the acoustic response of MPP absorber. They showed that the resistance of MPP increases while the reactance decreased when the grazing air flow velocity increases. Experimental studies by Dean [63] and others authors [53,54] confirm that the grazing flow increases orifice resistance and decreases orifice reactance. Ronneberger [55] performed the acoustic impedance measurements of a single orifice under grazing air flow conditions where the boundary layer at the wall of the duct was thin. He observed by varying the Strouhal number that the flow resistance of the perforation increases in proportion with the flow velocity at low Strouhal numbers. Goldman and Panton [56] measured the acoustic impedance of an orifice under turbulent boundary condition and analysed the effect of the boundary layer on the orifice impedance. Goldman and Chung [57] observed that the acoustic impedance of the orifice was affected by the boundary layer and expressed the orifice impedance in terms of the friction velocity. Rao and Munjal [58] used the standard impedance tube techniques to measure the grazing flow impedance of a perforated plate for various grazing flow velocities and confirmed that the resistance of the perforated plate increases with the grazing flow velocity while the reactance increases with the thickness and the perforation diameter. They derived an empirical formula of the orifice acoustic impedance. Kooi and Sarin [59] analysed by an experimental investigation the air flow effect on the acoustic impedance of locally reacting perforated liner for different boundary velocity distributions. They suggested orifice impedance as a

function of the inverse Strouhal number associated with the perforation diameter or plate thickness. Bauer [60] proposed an acoustic impedance model of MPP in flow environment and the air flow effect was not accounted in the reactance term. Hersh et al. [61] developed a semi-empirical fluid mechanical model to predict the acoustic behavior of single orifice Helmholtz resonator in the presence of grazing flow. They noted that the incident sound field is connected to the cavity sound field by an orifice discharge coefficient which is obtained experimentally. They found that at high grazing flow velocity, the acoustic resistance of the orifice is almost linearly proportional to the grazing flow velocity whereas the reactance of the orifice is much smaller and tends towards zero at high grazing flow velocity. They also observed that the reactance is quite dependent upon orifice spacing and interactions between perforations become important when the perforations are aligned parallel to the grazing flow. Kirby and Cummings [62] measured the acoustic impedance of perforated plate both with and without backing layer of porous media under grazing flow and proposed an empirical formulae of the acoustic impedance in terms of dimensionless parameters. Guess [12] proposed a nonlinear acoustic impedance model of MPP including the effects of the viscosity, the sound radiation, the high sound amplitude and the steady grazing flow. Some parameters of the model were estimated empirically. Some experimental investigations showed that vortices are generated in the presence of grazing flow from the orifice and strong interaction occurs between the vortical and acoustic flow [64,65]. Sensitivity analysis is a tool to evaluate the impacts of each input parameter of a mathematical model on the outputs of interest [42-51]. Sensitivity analysis methods were applied to different models in several domains but nothing is done in the literature on MPP models.

In this paper, sensitivity analysis is performed on nonlinear acoustic impedance models of MPP under grazing flow conditions and high pressure levels to evaluate the impacts of the input parameters of the models on the outputs of interest namely the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. It is shown that the sensibility of the inputs parameters which are the plate thickness, the perforation ratio, the orifice diameter, the cavity depth, the sound pressure level and the air flow Mach number is dependent upon the frequency. In section 2, different acoustic impedance models under grazing air flow and high sound pressure level are presented and validated

numerically. Section 3 presents a parametric study which shows that the air flow Mach number reduces the tortuosity of MPP and MPP absorber with a large orifice diameter which is poor in sound absorption at low SPL without air flow can become a good sound absorber in the presence of grazing air flow even with a large perforation diameter. In section 4, sensitivity analysis results performed on a single layer MPP absorber are presented and discussed. Section 5 deals with dimensional analysis where the dimensionless parameters used to express the impedance of the MPP are the ratio d^* of the perforation diameter by the plate thickness, the ratio D^* of the cavity depth by the thickness, the Helmholtz number ω^* , the air flow Mach number M and the orifice Mach number M_a and this analysis illustrates that the Mach number and the air flow Mach number reduce the tortuosity of MPP. Finally, the effects of the inputs dimensionless parameters on the acoustic properties of MPP absorber are presented in section 6.

5.4 Acoustic impedance models of MPP under grazing flow and high SPL

In the absence of grazing air flow, considerable research has been carried out on modeling the micro-perforated panel at low SPL lead to development of different acoustic impedance models [1,3,5] and the nonlinear effects due to the high SPL on the acoustic properties of orifices were also studied by many researchers [8-15,20,21].

The motion of the air in the duct involves the formation of a turbulent boundary layer on the outside surface of the MPP. The turbulent pressure fluctuations produce a corresponding fluctuation flow through the perforated facing superimposed on the acoustic motion [11]. Ingard and Ising [10] noted that the influence of the steady air flow on the orifice impedance of MPP in higher levels is quite similar to the influence of the particle acoustic velocity amplitude on the nonlinear impedance in the absence of flow. The nonlinear resistance of an orifice, resulting from high SPL and steady airflow effects was carried out by Ingard and Ising [10] using both theory and experiment. The nonlinear resistance of a MPP due to the high SPL and grazing flow was given by Ingard [11] as:

$$\theta_{nl} = \frac{(1-\phi^2)}{\phi} \left(\frac{V_a + u_f}{c_o} \right), \quad (5.1)$$

where ϕ is the perforation ratio of MPP, c_o the speed of sound in air, V_a the amplitude of the particle acoustic velocity in the orifice, u_f the magnitude of the turbulent flow velocity fluctuation due to the turbulent boundary layer. The velocity u_f is approximately related to the uniform flow Mach number by the following relation [12]:

$$\frac{u_f}{c_o} = qM, \quad (5.2)$$

where M is the uniform flow Mach number, q is a constant obtained from acoustic resistance measurement with flow. Experimental results performed on MPP [52] indicate that $q \approx 0.3$. This value of q was used by Rice [66] to model perforated plate with multiple frequency excitation. Guess [12] proposed a nonlinear impedance model of MPP subjected to high SPL and grazing air flow. The normalized resistance R and reactance χ are written as :

$$R = \frac{\sqrt{8\eta\omega/\rho_0}}{\phi c_o} \left(1 + \frac{t}{d} \right) + \frac{(k_0 d)^2}{8\phi} + \frac{(1-\phi^2)}{\phi} \left(\frac{V_a + u_f}{c_o} \right), \quad (5.3)$$

$$\chi = \frac{\omega(t + \delta)}{\phi c_o} + \frac{\sqrt{8\eta\omega/\rho}}{\phi c_o} \left(1 + \frac{t}{d} \right), \quad (5.4)$$

with t the thickness of the MPP, d the perforation diameter, ω the angular frequency, η the dynamic viscosity, ρ_0 the density of air and k_0 the wave number given by

$$k_0 = \omega/c_o. \text{ The expression of } \delta \text{ is given by } \delta = \frac{8d}{3\pi} \frac{(1-0.7\sqrt{\phi})}{(1+305M^3)} \left(\frac{1+5000M_a^2}{1+1000M_a^2} \right) \text{ where}$$

the orifice interaction effect is accounted for by $(1-0.7\sqrt{\phi})$. The factor $(1+5000M_a^2)/(1+1000M_a^2)$ used to account for the high sound amplitude pressure effects with $M_a = V_a/c_o$ being the orifice Mach number is derived from experimental data [27]

5.4.1 Present models

In the following, different acoustic impedance models of MPP under high sound pressure excitations and grazing air flow are proposed. First, the existing nonlinear acoustic impedance models of MPP without air flow consideration are rewritten by correcting the resistance and reactance to account for the grazing air flow effects. The normalized resistance of MPP increases in the presence of air flow [53,54], thus the factor $\beta_M = \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_o} u_f$ which is proposed by Ingard [11] is added to the resistance. The correction length in the expression of the reactance of MPP is reduced by the grazing air flow [53,54]. The correction length is multiplied by the factor [27] $\psi = 1/(1+305M^3)$ which is used by Kraft et al [31] to develop impedance models for high frequency ranges of acoustic treatment.

5.4.1.1 Model 1

Using the nonlinear impedance model of MPP proposed by Maa [8], one completes the resistance by β_M and multiplies the correction length in the reactance by ψ to take account for the airflow effect. The normalized resistance and reactance of the MPP are then rewritten as

$$R = \frac{32\eta t}{\rho c_o \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32t} \right] + \frac{V_a}{\phi c_o} + \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_o} u_f, \quad (5.5)$$

$$\chi = \frac{\omega t}{\phi c_o} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{9 + x^2/2}} + \frac{0.85d}{t(1+305M^3)} \left(1 + \frac{V_a}{\phi c_o} \right)^{-1} \right], \quad (5.6)$$

where x is the perforate constant given by $x = 0.5d\sqrt{\omega\rho_0/\eta}$.

5.4.1.2 Model 2

This model is based on the linear impedance of the micro perforated plate obtained by the theory of Crandall on the acoustic wave propagation in short tubes [5,6]. From the linear impedance of an orifice, an end correction is done to account for the sound radiating effects at the aperture of the perforation and the nonlinear phenomena influences on the

impedance are considered. At high SPL, the acoustic impedance of the MPP in the presence of grazing air flow is given by

$$Z_{MPP} = \frac{\sqrt{2}\eta x}{\rho c_0 \phi d} + \frac{(k_0 d)^2}{8\phi} + \frac{j\omega}{\phi c_0} \left\{ \delta + t \left[1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right]^{-1} \right\} + \frac{4(1-\phi^2)}{3\pi\phi c_0 C_D^2} V_a + \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_0} u_f, \quad (5.7)$$

where J_0 and J_1 are respectively the Bessel function of the first kind of orders 0 and 1, j is the imaginary complex number ($j^2 = -1$), C_D is the discharge coefficient. In Eq.

(5.7), $\frac{\sqrt{2}\eta x}{\rho_0 c_0 \phi d}$ corresponds to the resistance caused by the vibration of air particles in the

vicinity of the orifice and $\frac{4(1-\phi^2)}{3\pi\phi c_0 C_D^2} V_a$ is a nonlinear resistance term [10,12,13] which

accounts for the nonlinear phenomena effects caused by the high sound pressure excitations.

5.4.1.3 Model 3

The normalized nonlinear acoustic resistance of the micro-perforated plate without airflow effect developed by Soon-Hong Park [21] is used here to express the normalized nonlinear resistance in the presence of the grazing flow as follows.

$$R = \frac{32\eta t}{\rho c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32t} \right] + \frac{1.59}{\phi^{0.845}} \left(\frac{d}{t} \right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0} + \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_0} u_f. \quad (5.8)$$

The relation between the root-mean-squared (rms) velocity \bar{V}_a in the orifice and the rms incident pressure \bar{P}_i is determined using acoustic circuit analogy and Bernouilli's law for a laminar and incompressible flow. It is given by [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i}{\rho_0 c_0^2} \frac{(1-\phi^2)}{\phi^2}} \right]. \quad (5.9)$$

For an incident SPL L_{P_i} , the incident pressure \bar{P}_i is calculated by $\bar{P}_i = P_{ref} 10^{L_{P_i}/20}$ with P_{ref} the reference pressure ($P_{ref} = 20 \mu \text{ Pa}$).

5.4.1.4 Equivalent fluid method

In the linear regime, Atalla and Sgard [1] used equivalent fluid approach in the absence of air flow and proposed an acoustic impedance model of MPP given by:

$$Z_{linear} = j \frac{\omega t}{\phi c_0} \alpha_\infty \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_\infty^2}{\phi^2 \sigma^2 \Lambda^2}} \right), \quad (5.10)$$

Where Λ is the viscous characteristic length which is equal to the radius r of the perforation, σ is the flow resistivity and α_∞ the tortuosity given by:

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\mathcal{E}_e}{t}. \quad (5.11)$$

The correction length \mathcal{E}_e is given by $\mathcal{E}_e = 0.48 \sqrt{\pi r^2} (1 - 1.14 \sqrt{\phi})$ with $\sqrt{\phi} < 0.4$.

The nonlinear phenomena due to the high pressure levels and air flow cause an increase of the air flow resistivity and decrease the tortuosity. We propose the following expression for the tortuosity to account for high SPL and grazing flow effects

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\mathcal{E}_{enl}}{t}, \quad (5.12)$$

where \mathcal{E}_{enl} is the correction length which depends on the particle acoustic velocity in the perforation and the air flow Mach number. The tortuosity decreases with respect to the high SPL and the grazing air flow because of the correction length which is reduced by both phenomena. The expression of \mathcal{E}_{enl} is given by

$$\mathcal{E}_{enl} = \frac{\gamma_c}{(1 + 305 M^3)} \frac{0.48 \sqrt{\pi r^2}}{(1 + V_a / (\phi c_0))} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right], \quad (5.13)$$

where γ_c is a constant value set to 4/3, the parameters a_n are given by

$$\begin{aligned} a_0 &= 1.0, \quad a_1 = -1.4092, \quad a_2 = 0.0; \quad a_3 = 0.33818, \quad a_4 = 0.0 \\ a_5 &= 0.06793, \quad a_6 = -0.02287, \quad a_7 = 0.003015, \quad a_8 = -0.01614 \end{aligned}$$

In Eq. (5.13), the correction length ε_e in the linear impedance model [1] is multiplied by the factor $1/(1+V_a/\phi c_0)$ which is a decreasing function of the particle velocity V_a in the orifice to take into account the effect of high pressure excitations following Maa [8] and the grazing flow is considered using $\psi = 1/(1+305M^3)$ which multiplies also the correction length. Interaction between perforations is accounted for by $\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n$. The tortuosity can be written using the rms acoustic velocity in the orifice (Eq. (5.9))

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\gamma_c 0.48 \sqrt{\pi r^2}}{t(1+305M^3)} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right] \left[1 + \frac{1}{(1-\phi^2)} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right) \right]^{-1}. \quad (5.14)$$

The resistance of the MPP represents the flow resistance (σt) at low frequencies and is proportional to the thickness of the panel [1]. The high SPL and the grazing air flow increase the resistance of MPP as well as the flow resistivity which is connected to the resistance. The present proposed expression of the flow resistivity is

$$\sigma_t = \sigma + \beta \frac{\rho_0 c_0 R_{nl}}{t} + \zeta \frac{\rho c_0 \beta_M}{t}, \quad (5.15)$$

where R_{nl} is the nonlinear normalized resistance term of the MPP at high SPL, β and ζ are constants values and the grazing air flow is accounted for using β_M . Two expressions are proposed for the flow resistivity σ_t using different models of the nonlinear normalized resistance term R_{nl} . The first expression of σ_t is

$$\sigma_{t1} = \sigma + \beta_1 \frac{\rho_0 (1-\phi^2)}{\pi t \phi C_D^2} V_a + \zeta \frac{\rho c_0 \beta_M}{t}. \quad (5.16)$$

In Eq. (5.16), the nonlinear term of the resistance R_{nl} [10,12,13] depends on the discharge coefficient and the particle orifice acoustic velocity V_a . The flow resistivity σ_{t1} (Eq. (5.16)) can be expressed as function of incident rms pressure \bar{P}_i using Eq. (5.9)

$$\sigma_{t1} = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta_1 \frac{\rho_0 c_0}{\pi t C_D^2} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right] + \frac{\rho_0 c_0 (1-\phi^2)}{t \phi c_o} u_f. \quad (5.17)$$

In Eq. (5.17), β_1 is a constant value, ζ is set to unity and $\sigma = \frac{8\eta}{\phi r^2}$.

Using the nonlinear resistance R_{nl} proposed by Soon-Hong Park [21], the second proposed expression of the flow resistivity is written as:

$$\sigma_{i2} = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta_2 \frac{\rho_0 c_0 \phi^{0.155}}{t(1-\phi^2)} \left(\frac{d}{t} \right)^{0.06} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i}{\rho_0 c_0^2} \frac{(1-\phi^2)}{\phi^2}} \right] + \frac{\rho_0 c_0 (1-\phi^2)}{t\phi c_o} u_f, \quad (5.18)$$

where β_2 is a constant value.

The acoustic impedance model of MPP under high SPL and grazing air flow is given by

$$Z_{MPPi} = j \frac{\omega t}{\phi c_0} \alpha_{\infty i} \left(1 + \frac{\sigma_{ti} \phi}{j \omega \alpha_{\infty i} \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty i}^2}{\phi^2 \sigma_{ti}^2 \Lambda^2}} \right), \quad (5.19)$$

with $i = 1, 2$. There are two impedance models from Eq. (5.19) using σ_{t1} and σ_{t2} respectively.

5.4.2 Numerical validation

In Figs. 5.1-5.5, the present impedance models are compared numerically with the impedance model developed by Guess [12]. The equivalent fluid method is noted EFM 1 and EFM 2 respectively for the two impedance models in Eq. (5.19). The constants β_1 and β_2 are equal to 1.2. The used value for the discharge coefficient C_D is 0.76 [32]. The sound pressure level is varied from 110 dB to 143 dB. The reactance term used for model 3 is given in Eq. (5.6).

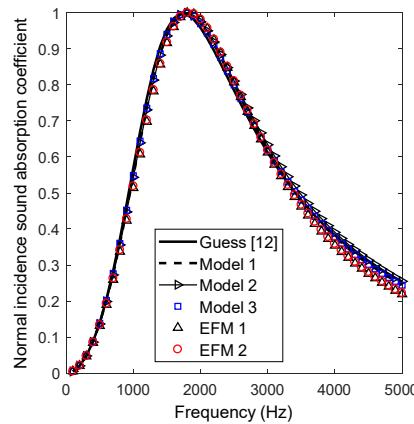


Figure 5.1 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=110 dB, $M=0.1$, thickness =1 mm, hole diameter=0.6 mm, perforation ratio=3.8%, depth of cavity=20 mm).

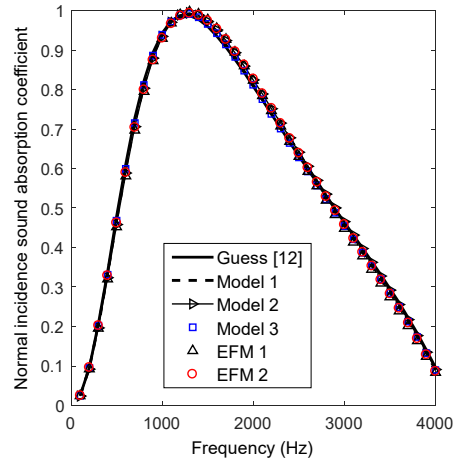


Figure 5.2 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=120 dB, $M=0.15$, thickness =1 mm, hole diameter=1 mm, perforation ratio=4.7%, depth of cavity=40 mm).

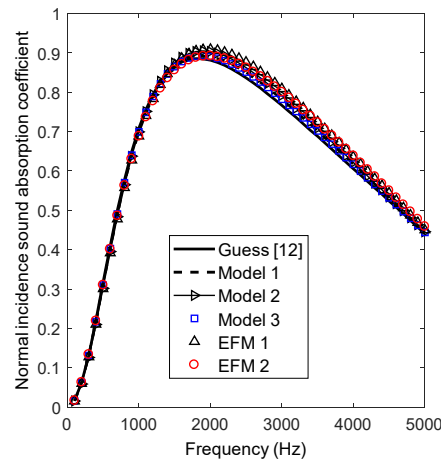


Figure 5.3 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=130 dB, $M=0.25$, thickness=1 mm, hole diameter=0.8 mm, perforation ratio=5%, depth of cavity=25 mm).

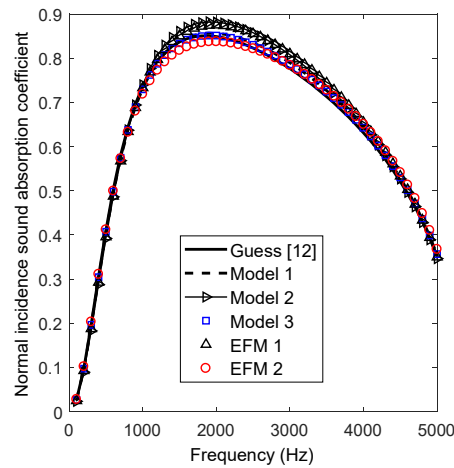


Figure 5.4 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=140 dB, $M=0.3$, thickness=0.8 mm, hole diameter=1.2 mm, perforation ratio=6%, depth of cavity=30 mm).

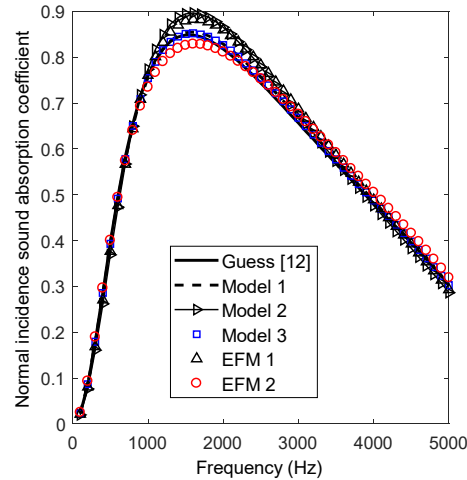


Figure 5.5 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=145 dB, $M=0.2$, thickness=1.5 mm, hole diameter=1.5 mm, perforation ratio=5.6%, depth of cavity=28 mm).

The sound absorption coefficient predicted by the present models agree well with the model of Guess [12]

5.5 Parametric analysis

In this section, a parametric analysis is presented to illustrate the effect of grazing air flow on the acoustic properties of MPP absorber.

The tortuosity of MPP given in Eq. (5.14) is shown in Fig. 5.6 with respect to the flow Mach number and the SPL for a MPP whose perforation diameter is 0.8 mm, the perforation ratio is 2.14% and the plate thickness is 1 mm.

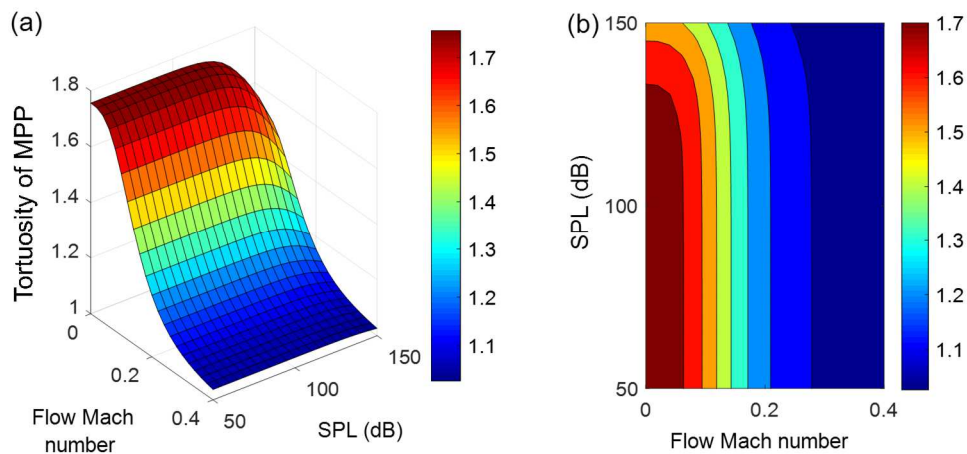


Figure 5.6 The tortuosity of the micro perforated panel (thickness=1 mm, hole diameter=0.8 mm, perforation ratio=2.14%): (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 5.6, one observes that the airflow reduces the tortuosity of the MPP. Experimental results in reference [27] show that when the airflow steady Mach number increases, the end correction approaches zero. The turbulent boundary layer formed at the surface of the perforated facing due to the air motion can remove the end correction on the boundary layer side [11,12]. Thus, the tortuosity which is a function of the end correction decreases and approaches unity as shown in Fig. 6.

The contour plots of the normal sound absorption coefficient of a single layer MMP absorber with respect to the frequency and the hole diameter is shown in Fig. 5.7 using the first impedance model proposed in Eq. (5.19) for a SPL equal to 100 dB and 130 dB in the absence and the presence of grazing flow. The thickness of the plate is 1 mm, the perforation ratio is 2.8% and the cavity depth is 30 mm. Note that the results using others models are similar.

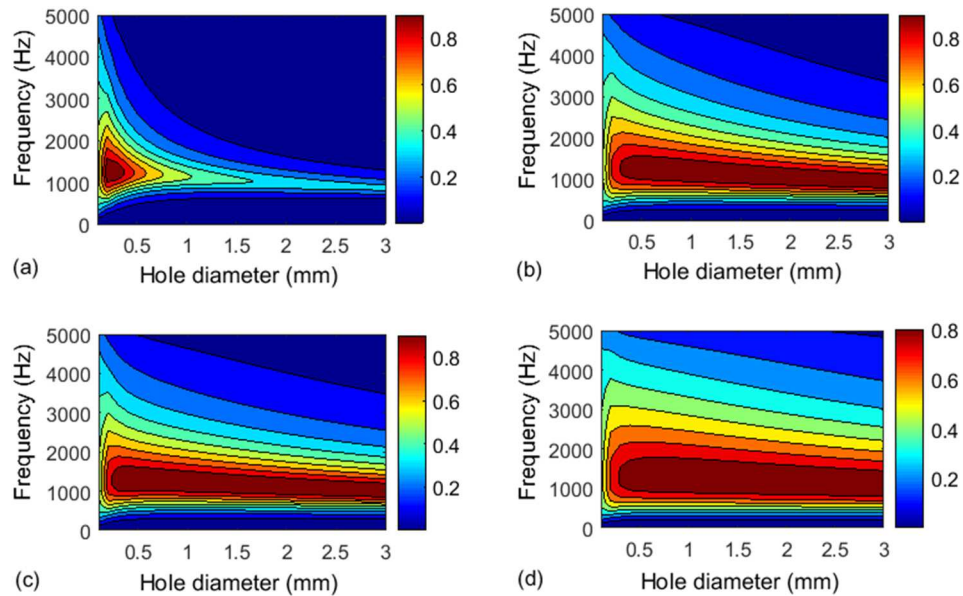


Figure 5.7 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (thickness =1 mm, perforation ratio=2.8%, depth of cavity=30 mm), (a) SPL=100 dB, $M=0$; (b) SPL=100 dB, $M=0.1$; (c) SPL=130 dB, $M=0$; (d) SPL=130 dB, $M=0.1$.

The presence of the grazing flow influences the sound absorption mechanism of the MPP absorber. The sound absorption at 100 dB without airflow in Fig. 5.7(a) is very low when the perforation diameter is greater than 1.0 mm but in the presence of a flow Mach

number of 0.1, the sound absorption in Fig. 5.7(b) becomes interesting. At 130 dB, without airflow, the sound absorption in Fig. 5.7(c) is similar to the one at 100 dB with a flow Mach number of 0.1 (Fig. 5.7(b)). Ingard and Ising [10] had observed that the effect of the grazing flow on the orifice impedance at high SPL is similar to the effect of the higher pressure excitations on the nonlinear impedance in the absence of airflow.

In Figs. 5.8-5.11, the normalized acoustic resistance and the sound absorption coefficient of a single layer MPP absorber are represented with respect to the SPL and the frequency for $M=0$, $M=0.1$ and $M=0.2$. The thickness of the plate and the hole diameter are equal to 1.0 mm, the POA is 5% and the cavity depth is 28 mm.

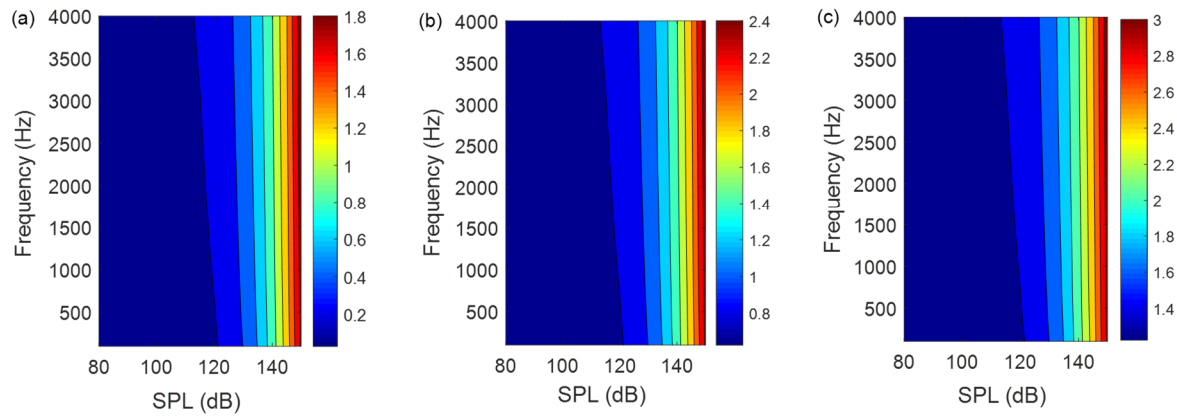


Figure 5.8 Normalized acoustic resistance of MPP absorber ($t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) $M=0$, (b) $M=0.1$, (c) $M=0.2$.

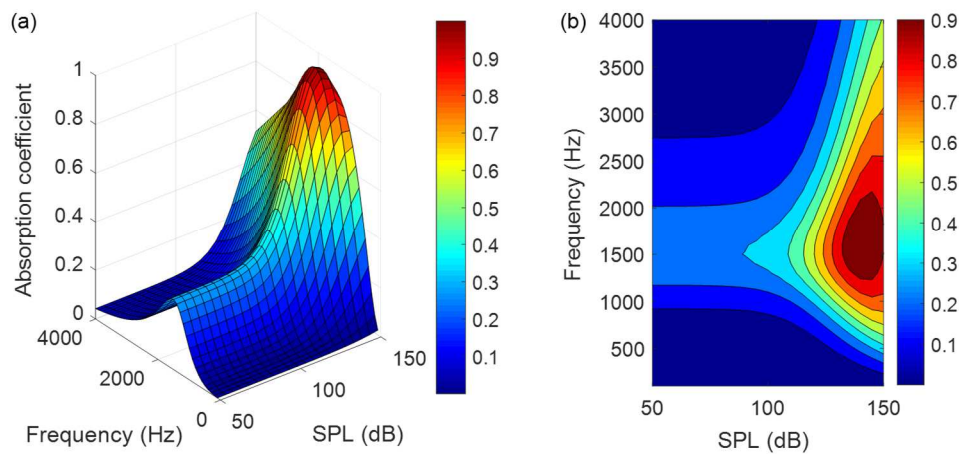


Figure 5.9 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

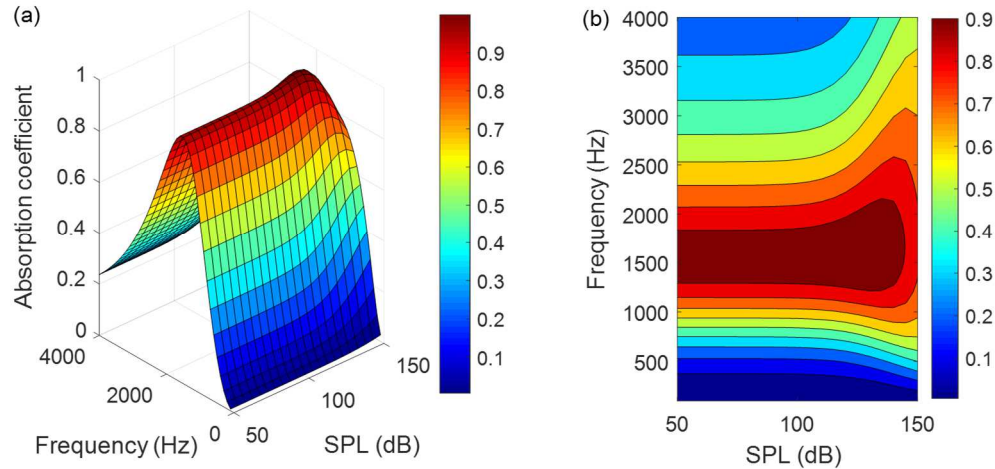


Figure 5.10 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0.1$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

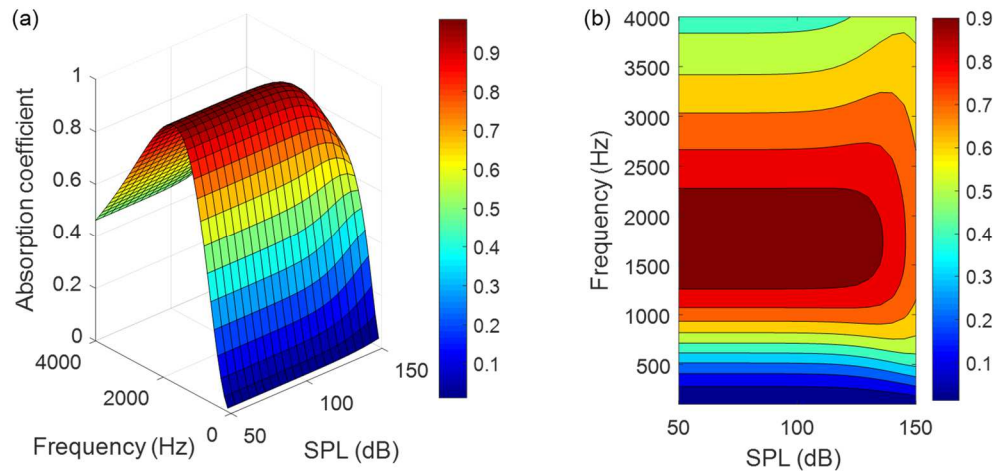


Figure 5.11 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0.2$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 5.8, it can be observed that the normalized acoustic resistance of MPP absorber increases with respect to the SPL. For $M=0$, the resistance is lower than 0.2 at 100 dB and reaches 1.8 at 150 dB. For $M = 0.1$ and $M = 0.2$, it increases respectively from 0.6 to 2.4 and from 1.2 to 3 for SPL between 80 dB and 150 dB. In the absence of air flow (Fig. 5.9), the absorption coefficient α is very low ($\alpha < 0.4$) over the entire frequency range for SPL below 120 dB because the normalized resistance is lower than 0.2 (Fig. 5.8). In the presence of air flow, for $M = 0.1$ and $M = 0.2$ (Figs. 5.10 and 5.11), the absorption coefficient has become important and reached 0.9 in the frequency range [1300 Hz-1850 Hz] and [1200 Hz-2300 Hz] respectively because the resistance has been improved in the presence of the flow (Fig. 5.8). The absorption coefficient of MPP

absorber is 100% when the normalized resistance is 1 and the reactance is zero. Thus, for a good absorption performance, the normalized acoustic resistance and reactance are required to tend respectively to 1 and zero. The air flow increases the MPP resistance which affects the sound attenuation of the absorber. For the previous cases, Fig. 5.12 shows the sound absorption coefficient for $M = 0.53$.

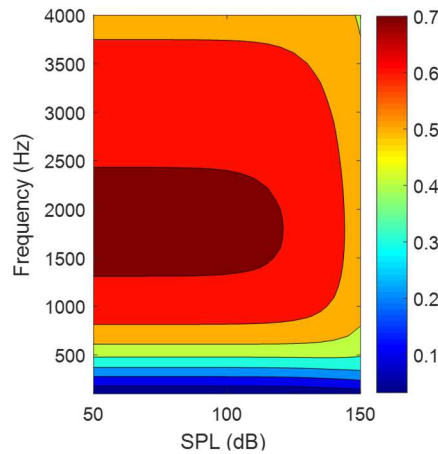


Figure 5.12 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber ($M=0.53$, $t=d=1.0$ mm, $\phi=5$ %, $D=28$ mm)

The absorption coefficient which was 0.9 in the frequency range [1200 Hz-2300 Hz] for $M = 0.2$ (Fig. 5.11) has dropped to 0.7 for $M = 0.53$ in Fig. 5.12 because the resistance has become so higher that the acoustic waves have difficulty to penetrate the absorber. The SPL and the flow Mach number ranges are important parameters to take into account for a design of MPP absorber because they affect strongly its acoustic response.

5.6 Sensitivity analysis under grazing flow and high SPL

In this section, sensitivity analysis is performed with nonlinear acoustic impedance models of micro-perforated panel absorbers under gazing air flow and high SPL in order to assess the impact of the input parameters on the outputs of interest namely the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. The Fourier Amplitude Sensitivity Test (FAST) is used to evaluate the first order index (SI) which is called “main effect” and the total sensitivity index (TSI) of the inputs parameters. The

Total Sensitivity Index $TSI(i)$ of a parameter i is given by the sum of all the sensitivity indexes involving parameter i . In the case of three input parameters (A, B and C) in the considered model, the total effect of parameter A on the output is expressed as [42-51]

$$TSI(A) = SI(A) + SI(AB) + SI(AC) + SI(ABC), \quad (5.20)$$

where $SI(A)$ represents the first-order sensitivity index of parameter A, $SI(AB)$ and $SI(AC)$ the second-order sensitivity indexes and $SI(ABC)$ the third-order sensitivity index. The second and third order sensitivity indexes account for the interactions effects between input parameters. The sensitivity indexes are presented with the Normalized Standard Deviation (NSD) expressed by

$$NSD = \frac{\sqrt{E(Y^2) - E(Y)^2}}{E(Y)}. \quad (5.21)$$

The sensitivity analysis is performed on a single layer MPP absorber using the nonlinear impedance model in Eq. (5.19) to highlight the effects of the input parameters on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient. In the nonlinear impedance model, there are five input parameters namely the percentage open area (POA) of the MPP, the hole diameter (d), the thickness of MPP (t), the cavity depth (D), the sound pressure level (SPL) and the flow Mach number (M). The variability of the inputs parameters is set to 20% of the nominal values which are presented in Table 5.1. The analysis is first done at constant SPL of 110 dB and 130 dB. Note that all the results of sensitivity analysis obtained with nonlinear impedance model in Eq. (5.19) are identical with the results predicted by others impedance models presented in section 2.

Tableau 5.1 Minimum and maximum values of input parameters for MPP absorber under grazing flow.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	8	6.4	9.6
Hole diameter	d (mm)	1	0.8	1.2
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.8	1.2
Depth of Cavity	D (mm)	30	24	36
Flow Mach number	M	0.1	0.08	0.12

Figures 5.13-5.15 present the first order and total sensitivity indexes of each input parameter on the normalized acoustic resistance and reactance and the normal sound absorption coefficient with the normalized standard deviation for a constant SPL of 110 dB.

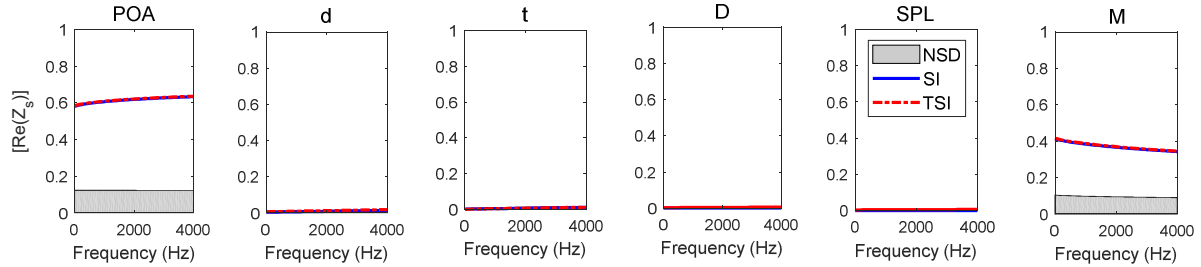


Figure 5.13 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL=110 dB.

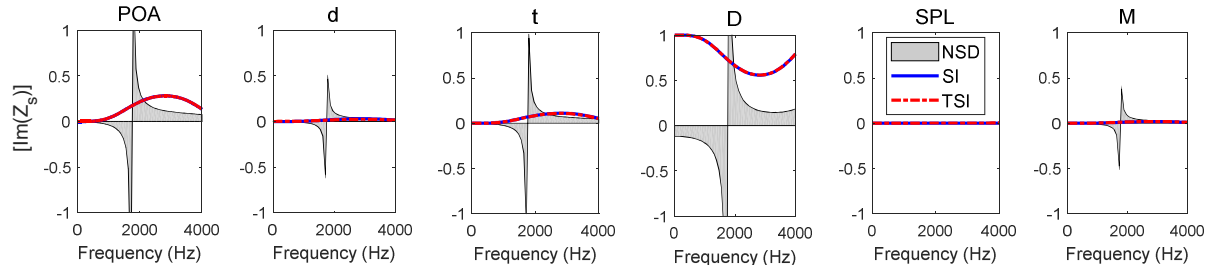


Figure 5.14 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL=110 dB.

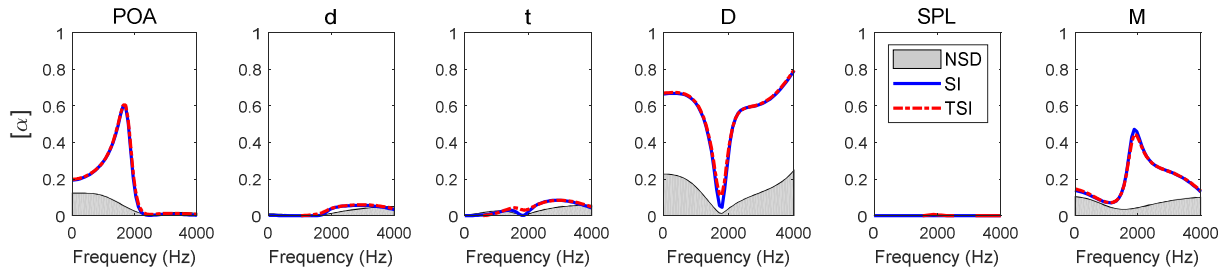


Figure 5.15 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL=110 dB.

The sensitivity indexes of the perforation diameter, the plate thickness and the cavity depth with the respective NSD on the acoustic resistance (Fig. 5.13) are zero because they don't affect the resistance. The NSD of the POA and the flow Mach number on the acoustic resistance are respectively 0.12 and is 0.1 over the frequency range. If one increases the range of the input parameters, it will be seen that the TSI is greater than the

SI and the NSD of the inputs will become more important. Since the SPL is constant, its sensitivity index with the respective NSD on all the outputs is zero. The NSD of the inputs parameters on the reactance (Fig. 5.14) present a peak at 1750 Hz where it reaches 100% for d , t and D . Indeed, at 1750 Hz which is the resonant frequency, the mean reactance is zero (Fig. 5.17) which induces a very high NSD according to Eq. (5.21). The first-order sensitivity indexes of all input parameters on the outputs illustrated in Figs. 5.13-5.15 are now presented together in Fig. 5.16 with different colors.

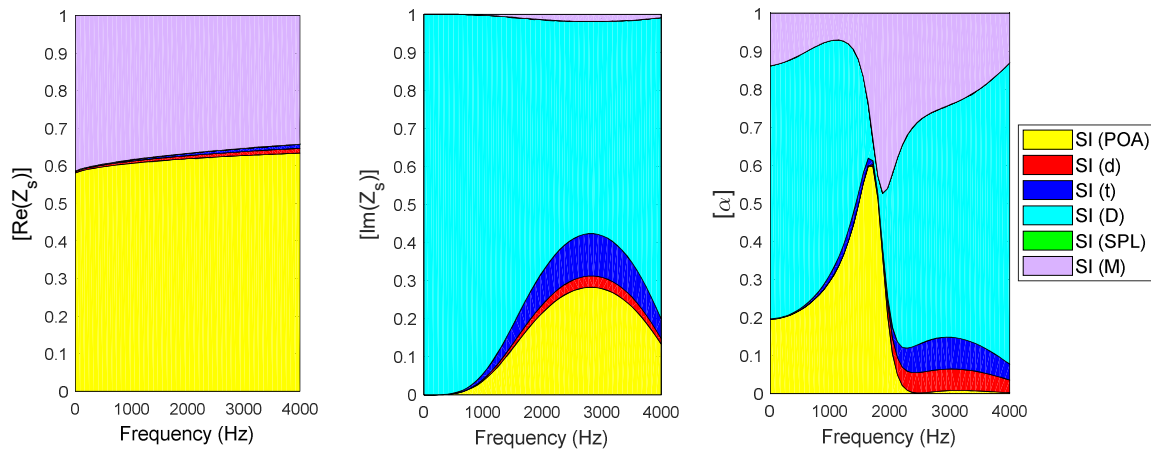


Figure 5.16 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL=110 dB.

The POA sensitivity index for the resistance of the absorber increases from 58% to 64% while the one of M decreases from 42% to 34% over the frequency range. The reactance is mainly dominated by the cavity depth whose sensitivity index is 100% for frequencies below 1000 Hz and the second parameter which affects it is the POA with a SI of 28% around 2800 Hz. The parameters which control the resonance of the absorber are the POA and the flow Mach number with SI of 58% and 42% respectively at the resonant frequency (1750 Hz). Outside the resonant frequency, the cavity depth influences significantly the sound absorption coefficient.

Figure 5.17 represents the mean value of the outputs with minimum and maximum values together with the mean value plus or minus the standard deviation at 110 dB.

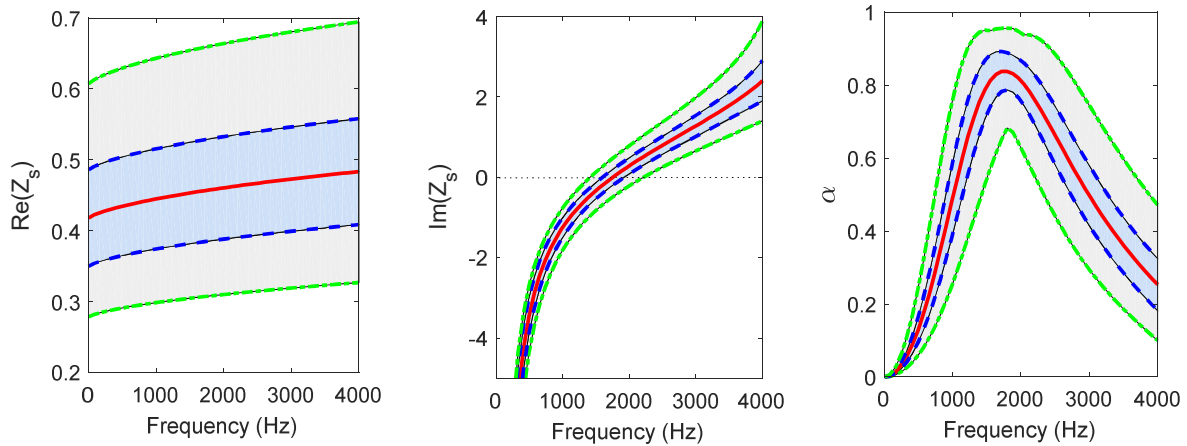


Figure 5.17 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 110 dB.

In Fig. 5.17, the mean normalized resistance is between 0.4 and 0.5 over the frequency range with a mean absorption coefficient greater than 0.8 in the frequency range [1550 Hz-2050 Hz]. At the resonant frequency which is 1750 Hz, the mean absorption coefficient is 0.84. For a constant SPL of 130 dB, the first-order sensitivity indexes and the mean value of the outputs with minimum and maximum values together the standard deviation are illustrated in Figs. 5.18-5.19.

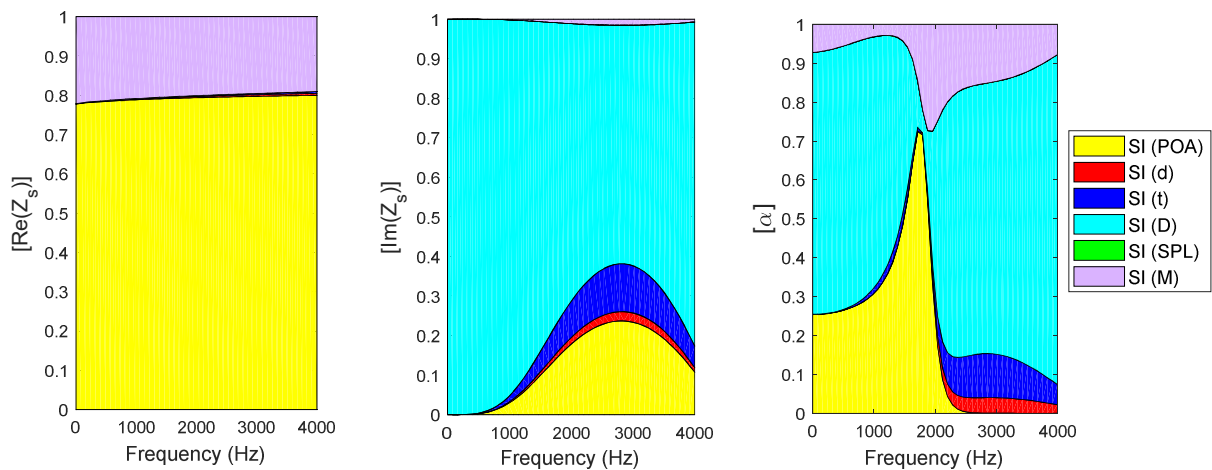


Figure 5.18 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL =110 dB.

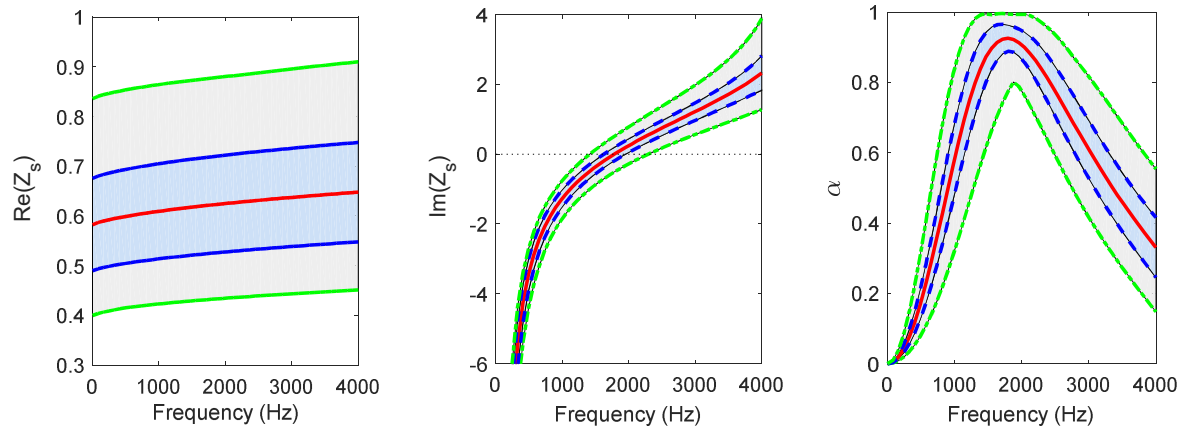


Figure 5.19 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant SPL of 130 dB.

The effect of the POA at 130 dB on the resistance is a little higher than the one at 110 dB. Indeed, the SI of the POA at 130 dB varies with respect to the frequency between 78% and 80% (Fig. 5.18) over the entire frequency range but at 110 dB, the SI max of the POA is 64% at 4000 Hz (Fig. 5.16). At 110 dB, the SI of the POA for the sound absorption coefficient which was 58% at the resonance in Fig. 5.16 is 72% at 130 dB in Fig. 5.18 with a SI of flow Mach number of 27%. The influences of the cavity depth on the reactance and the sound absorption coefficient are still important. The resonant frequency at 130 dB which corresponds to a zero reactance is 1800 Hz and the maximum absorption peak which was 0.84 at 110 dB is 0.92 (Fig. 5.19). The absorption frequency band at 130 dB is larger than the one at 110 dB.

In the following, all the input parameters are considered variable and the variability is set to 10%. The nominal values of the SPL and the flow Mach number are 130 dB and 0.1 respectively. In Table 5.2, the values of the input parameters are summarized.

Table 5.2 Lower and upper bounds of the input parameters for MPP absorber under grazing flow.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	6	5.4	6.6
Hole diameter	d (mm)	1	0.9	1.1
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.9	1.1
Depth of Cavity	D (mm)	30	27	33
Sound Pressure Level	SPL (dB)	130	117	143
Flow Mach number	M	0.1	0.09	0.11

In Figs. 5.20-5.22, the first and total sensitivities indexes of the inputs on the outputs with the respective NSD are shown.

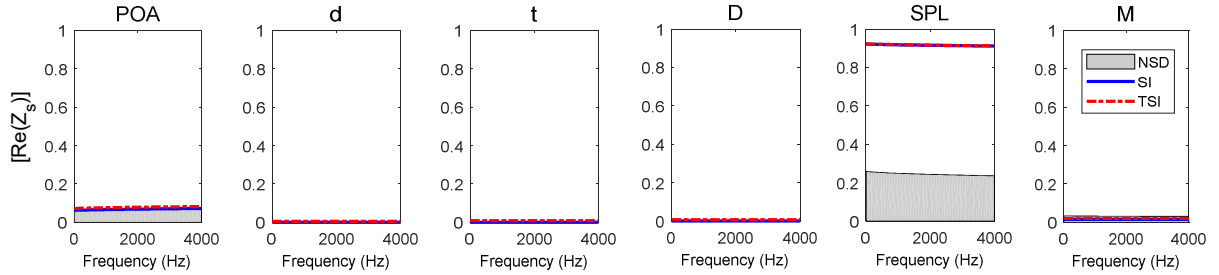


Figure 5.20 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance, SPL nominal=130 dB.

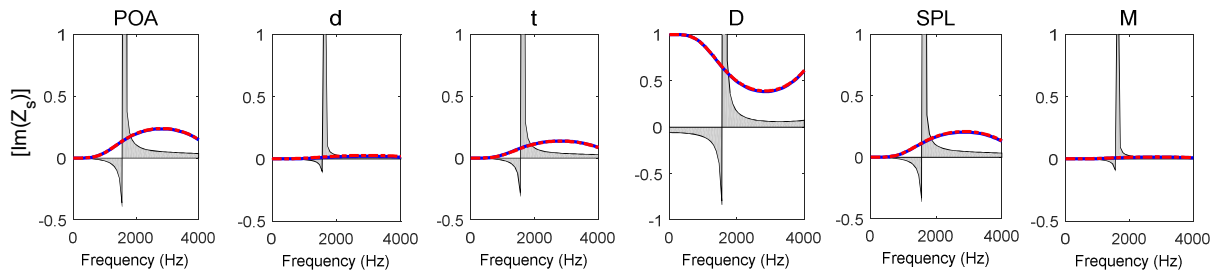


Figure 5.21 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance, SPL nominal=130 dB.

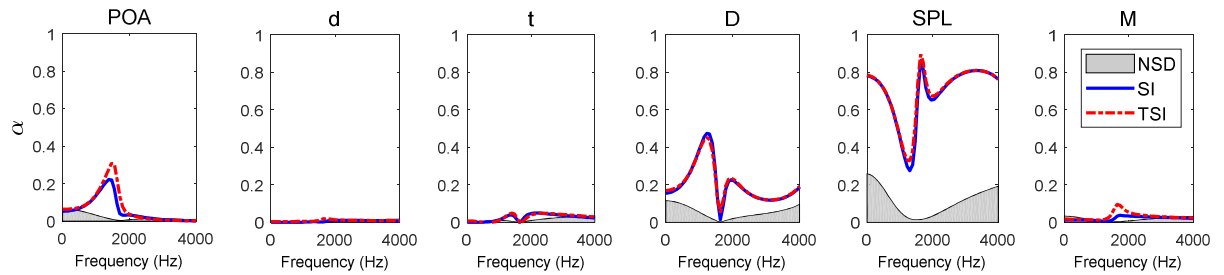


Figure 5.22 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.

The NSD of d , t and D on the resistance are zero as well as the SI of M with the corresponding NSD. As observed previously, the NSD of the inputs on the reactance present a peak at 1550 Hz which is the resonant frequency. Fig. 5.23 illustrates the first orders indexes with different colors at 130 dB and Fig. 5.24 shows the mean values of the outputs with the NSD.

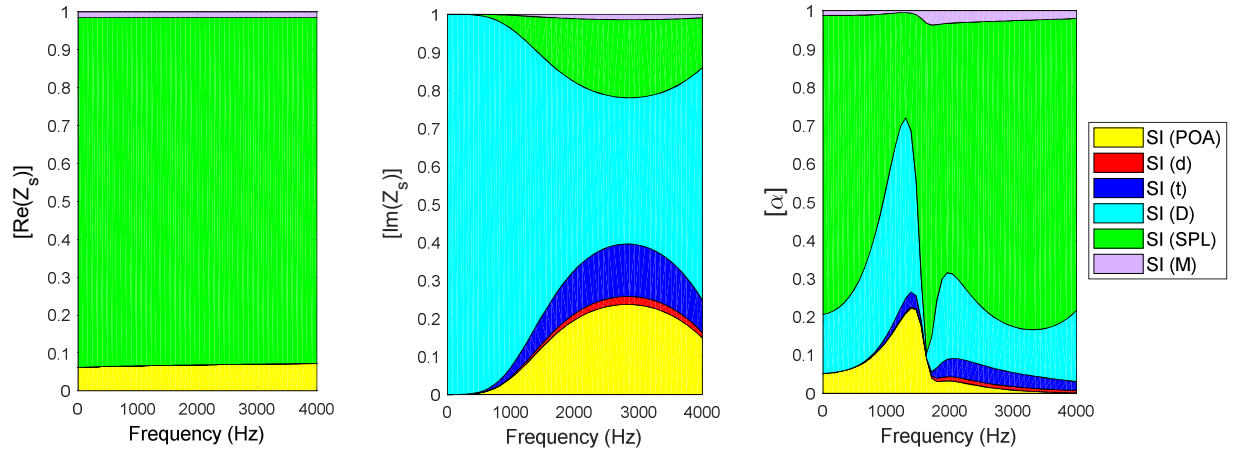


Figure 5.23 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient, SPL nominal=130 dB.

The SPL dominates completely the resistance with a SI of 90% and influences significantly the absorption coefficient while the cavity depth is the important parameter which affects the reactance. The influences of d , t and M on the absorption coefficient are negligible as well as the effect of M on the resistance and reactance.

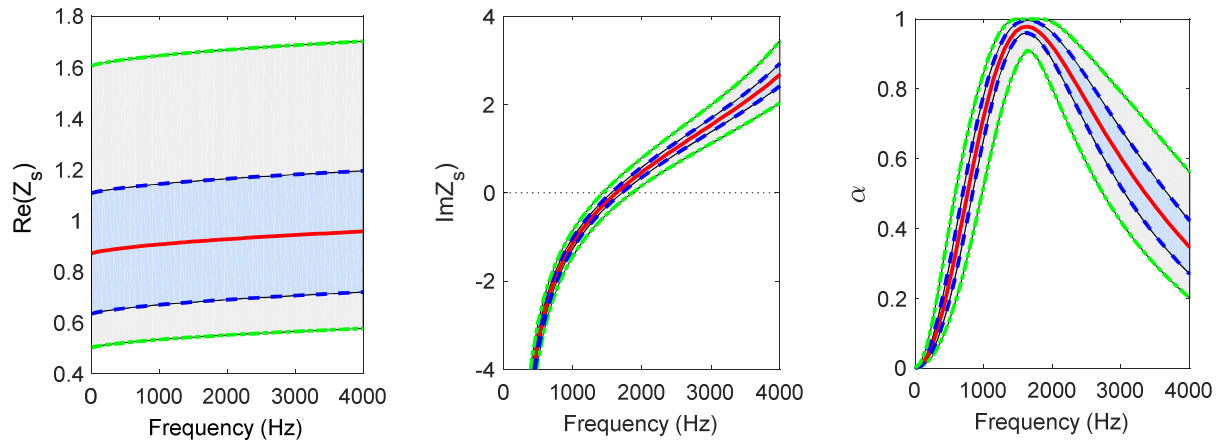


Figure 5.24 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for constant nominal SPL of 130 dB.

For a nominal M of 0.1, it can be seen in Fig. 5.23 that the effects of M on the outputs is negligible. In Figs. 5.25-5.26 which represent the SI of the inputs and the mean values of the outputs with standard deviation, the nominal M is set to 0.5 with a variability of 10%, the others inputs values are the same as in Table 5.2.

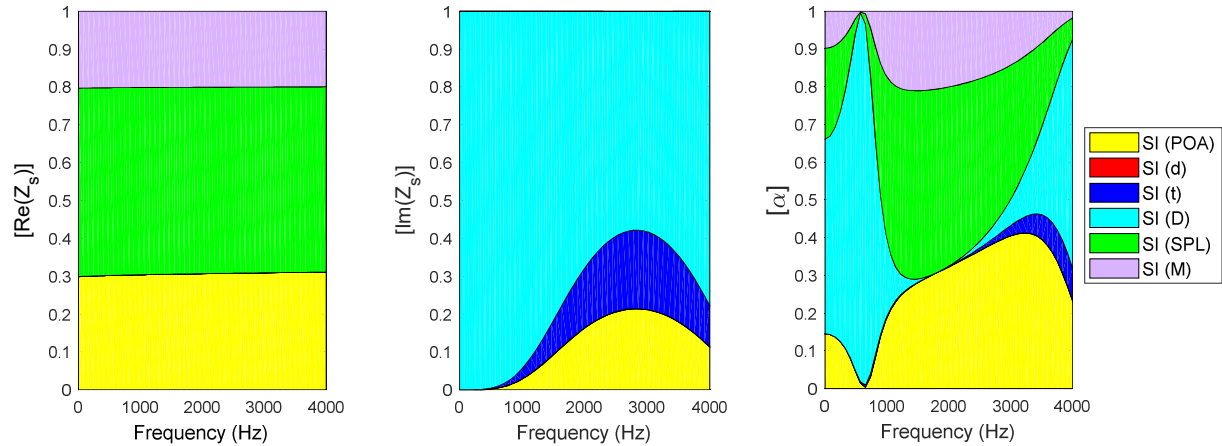


Figure 5.25 First-order sensitivity indexes (SI) of MPP absorber parameters under grazing air flow: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient.

The SI of POA, SPL and M on the resistance are respectively 30%, 50% and 20% while the SPL and M have no influence on the reactance which is completely defined by the cavity depth especially at the low frequencies ($f < 1000$ Hz). In the frequency range [1000 Hz-3200 Hz], the SPL, POA and M respectively affect the absorption coefficient whereas the SI of D on the absorption which was 15% for $f < 1000$ Hz in Fig. 5.23 is now greater than 60% for $f < 1000$ Hz in Fig. 5.25.

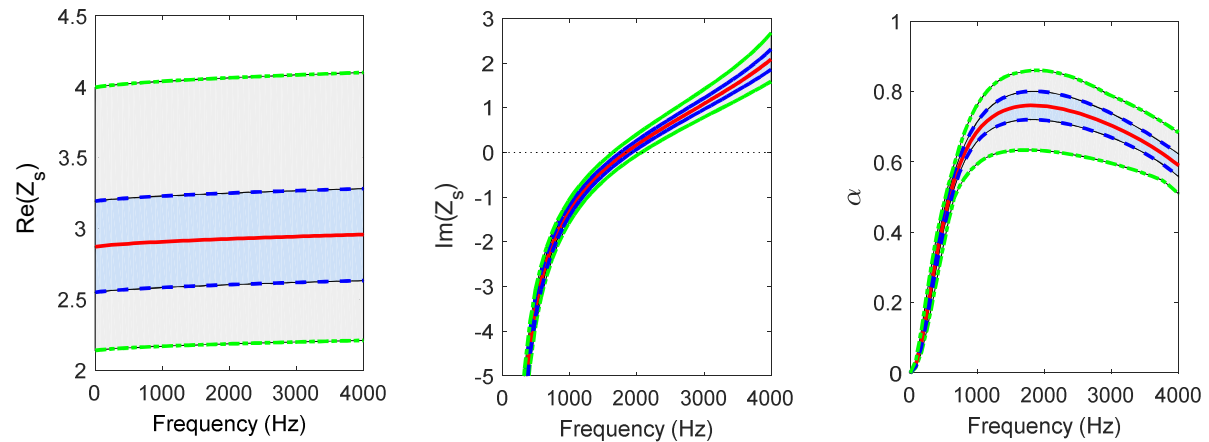


Figure 5.26 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.

The mean absorption coefficient peak which is 98% in Fig. 5.24 at the resonant frequency of 1630 Hz has dropped to 76% at 1840 Hz in Fig. 5.26 because the normalized acoustic resistance of the absorber has become very important. Indeed, the normalized resistance in Fig. 5.25 for nominal M of 0.1 varies from 0.88 to 0.96 with

respect to the frequency but in Fig. 5.26 it varies between 2.86 and 2.98 for nominal M of 0.5. The resistance of the absorber increases with the flow Mach number.

5.7 Dimensionless formulation and sensitivity analysis

In this section, a dimensionless formulation is presented and used to analyse the acoustic properties of MPP under high SPL and grazing flow conditions. The dimensionless parameters used to express the impedance of the MPP are the ratio d^* of the perforation diameter d by the plate thickness t , the ratio D^* of the cavity depth by the thickness, the Helmholtz number ω^* and the orifice Mach number M_a . The dimensionless parameters are expressed as

$$d^* = \frac{d}{t} \quad , \quad D^* = \frac{D}{t} \quad , \quad \omega^* = \frac{\omega D}{c_0} = k_0 D \quad , \quad M_a = \frac{V_a}{c_0} . \quad (5.22)$$

The resistance per unit area (R_{pa}) of the MPP is used and is defined by

$$R_{pa} = \frac{\sigma_t t}{\rho_0 c_0} . \quad (5.23)$$

Substituting the expression of the flow resistivity σ_t (Eq. (5.16)) into Eq. (5.23), one obtains

$$R_{pa} = \frac{32\eta t}{\rho_0 c_0 \phi d^2} + \beta \frac{(1-\phi^2)}{\pi \phi C_D^2} M_a + \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_o} u_f . \quad (5.24)$$

From the relation of the perforate constant $x = d\sqrt{\omega\rho_0/4\eta}$ of the MPP which is a dimensionless parameter ($x = x^*$), one deduces $\frac{4\eta}{\rho_0 c_0 t} = \left(\frac{d^*}{x^*}\right)^2 \frac{\omega^*}{D^*}$ that is used in Eq.

(5.24) to express the resistance per unit area in terms of dimensionless parameters

$$R_{pa} = \frac{8\omega^*}{\phi D^* x^{*2}} + \beta \frac{(1-\phi^2)}{\pi \phi C_D^2} M_a + 0.3 \frac{(1-\phi^2)}{\phi} M . \quad (5.25)$$

The tortuosity of the MPP given in Eq. (5.12) is dimensionless ($\alpha_{\infty nl} = \alpha_{\infty nl}^*$) and can be written as

$$\alpha_{\infty nl}^* = 1 + \frac{0.48\gamma_c d^* \sqrt{\pi}}{(1 + 305M^3)(1 + M_a / \phi)} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right]. \quad (5.26)$$

The normalized acoustic impedance of the MPP under grazing air flow and high SPL in terms of dimensionless parameters is then determined by substituting Eqs. (5.22), (5.25) and (5.26) into Eq. (5.19)

$$Z_{MPP}^* = j \frac{\omega^*}{\phi D^*} \alpha_{\infty nl}^* \left(1 + \frac{R_{pa} \phi D^*}{j \omega^* \alpha_{\infty nl}^*} \sqrt{1 + \frac{4j \omega^{*2} \alpha_{\infty nl}^{*2}}{\phi^2 R_{pa}^2 x^{*2} D^{*2}}} \right). \quad (5.27)$$

The Normalized surface impedance of the single layer MPP absorber is given by

$$Z_s = Z_{MPP}^* - j \cot g(\omega^*). \quad (5.28)$$

Figures 5.27 and 5.28 show the tortuosity of MPP with respect to the POA and flow Mach number for $M_a = 0$ and $M_a = 0.1$ which corresponds to a high SPL case.

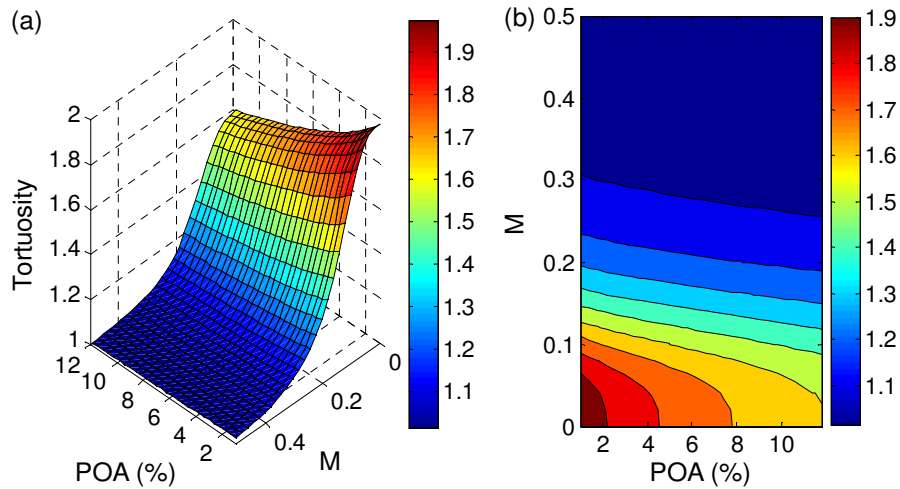


Figure 5.27 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, $M_a = 0$): (a) surface plot, (b) contour plot.

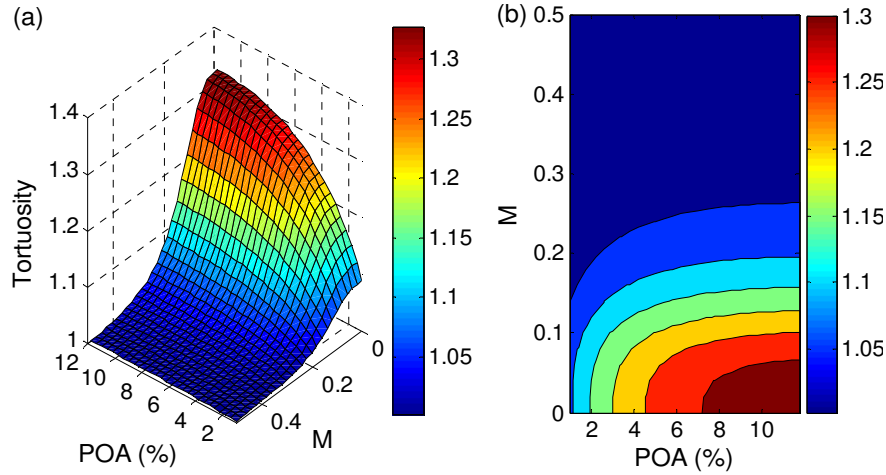


Figure 5.28 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, $M_a = 0.1$): (a) surface plot, (b) contour plot.

For $M_a = 0$, Fig. 5.27 shows that the tortuosity of MPP decreases from 1.9 to 1.5 with respect to the POA when M is lower than 0.1. For M greater than 0.2, the tortuosity tends towards unity. In Fig. 5.28, the tortuosity for $M_a = 0.1$ increases with respect to the POA from 1 to 1.3 when M is lower than 0.1 unlike the case $M_a = 0$ where it decreases. The flow Mach number reduces the tortuosity.

The tortuosity with respect to the dimensionless diameter and the flow Mach number is presented in Fig. 5.29 for a POA of 5%. As shown, the tortuosity is reduced by M and increases with respect to the dimensionless diameter up to 2.4 for $M < 0.1$.

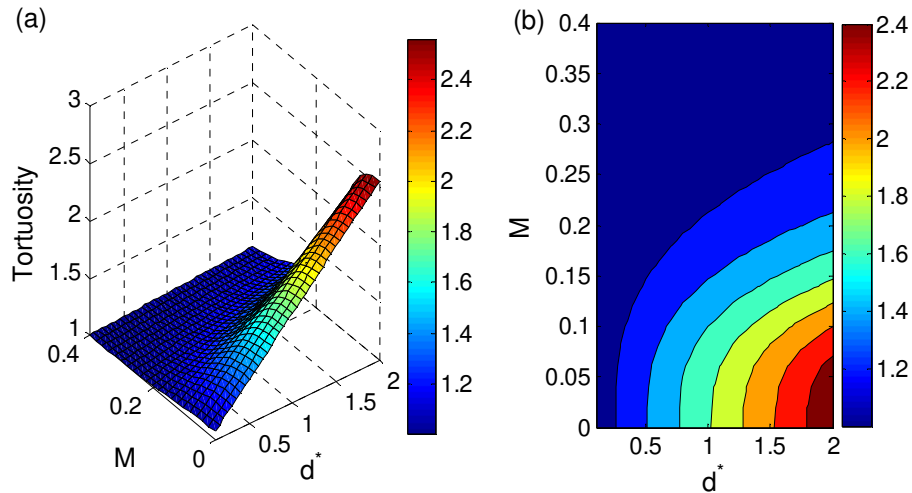


Figure 5.29 The tortuosity of the MPP (POA=5%, $M_a = 0$): (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 5.30, the tortuosity of MPP is represented with respect to the flow Mach number M and the orifice Mach number M_a .

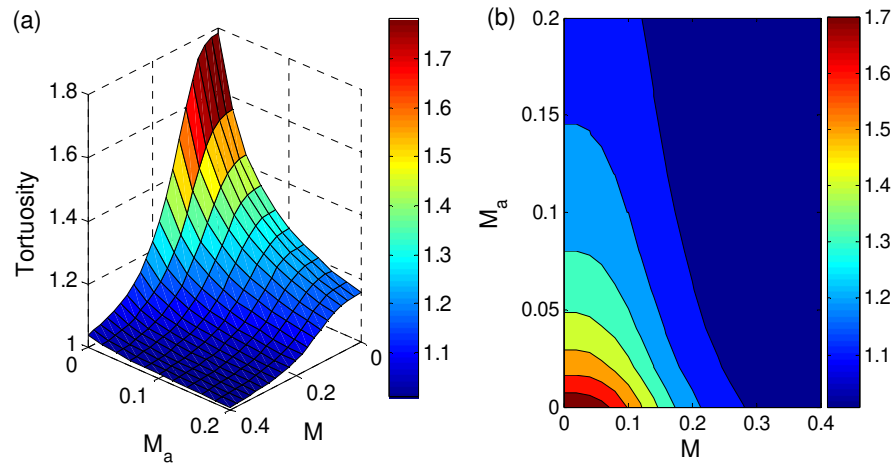


Figure 5.30 The tortuosity of the MPP ($d^* = 1$, POA=5%): (a) surface plot, (b) contour plot.

As shown in the latter figure, the flow Mach number and the orifice Mach number reduce the tortuosity of MPP.

Figures 5.31-5.32 illustrate the sound absorption coefficient of a single layer MPP absorber with respect to the Helmholtz number ω^* and the dimensionless orifice diameter d^* for a perforation ratio of 5% with $D^* = 30$. Fig. 5.31 corresponds to a low SPL case ($M_a = 0$) without air flow ($M = 0$) while Fig. 5.32 represents a nonlinear condition case ($M_a = 0.02$, $M = 0.1$).

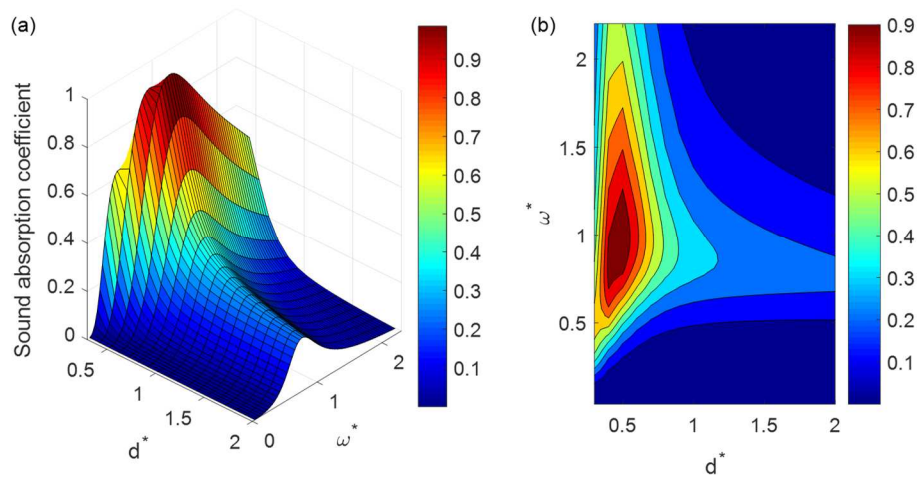


Figure 5.31 Sound absorption coefficient ($M_a = 0$, $M = 0$, POA = 5%, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.

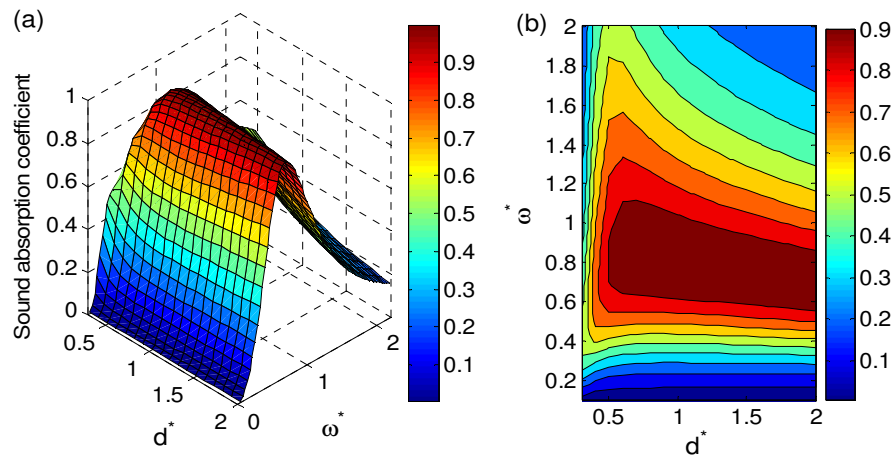


Figure 5.32 Sound absorption coefficient ($M_a = 0.02$, $M = 0.1$, $\text{POA} = 5\%$, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.

In the absence of flow (Fig. 5.31), the MPP absorber is very poor in sound absorption when $d^* > 1$ with a maximum absorption coefficient lower than 0.3 over the entire frequency range. In Fig. 32, it can be seen that even for $d^* > 1$, there is an interesting absorption coefficient with a maximum up to 0.9 with an interesting frequency band.

5.8 Sensitivity analysis using dimensionless formulation

In the following, sensitivity analysis is performed using dimensionless impedance models presented in Eqs. (5.27) and (5.28) in order to investigate the impacts of the dimensionless inputs parameters on the outputs of interest namely the surface impedance and the sound absorption coefficient. There are four inputs parameters namely the dimensionless diameter d^* , the dimensionless cavity depth D^* , the Helmholtz number ω^* , the orifice Mach number M_a and the flow Mach number M .

The orifice Mach number is first considered constant and the variability of the inputs dimensionless parameters is set to 10% of the nominal values as illustrated in Table 5.3.

Tableau 5.3 Lower and upper bounds of the dimensionless input parameters for MPP absorber under grazing flow.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	5	4.5	5.5
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	30	27	33
Flow Mach number	M	0.3	0.27	0.33

In Fig. 5.33, the first order sensitivity indexes of the dimensionless inputs parameters on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient are presented for orifice Mach number of zero and the mean values of the outputs together with the mean value plus or minus the standard deviation are shown in Fig. 5.34.

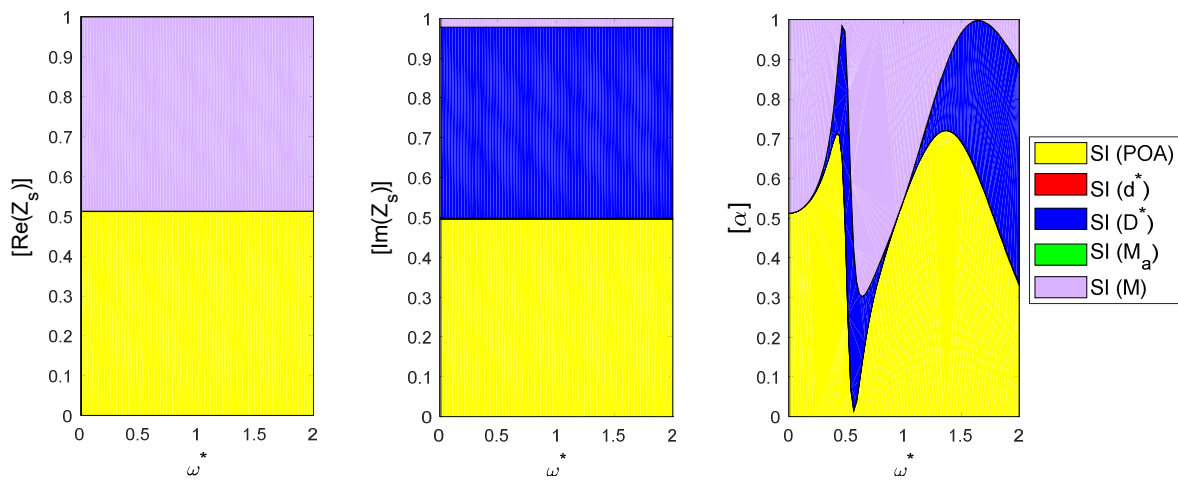


Figure 5.33 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber for $M_a = 0$.

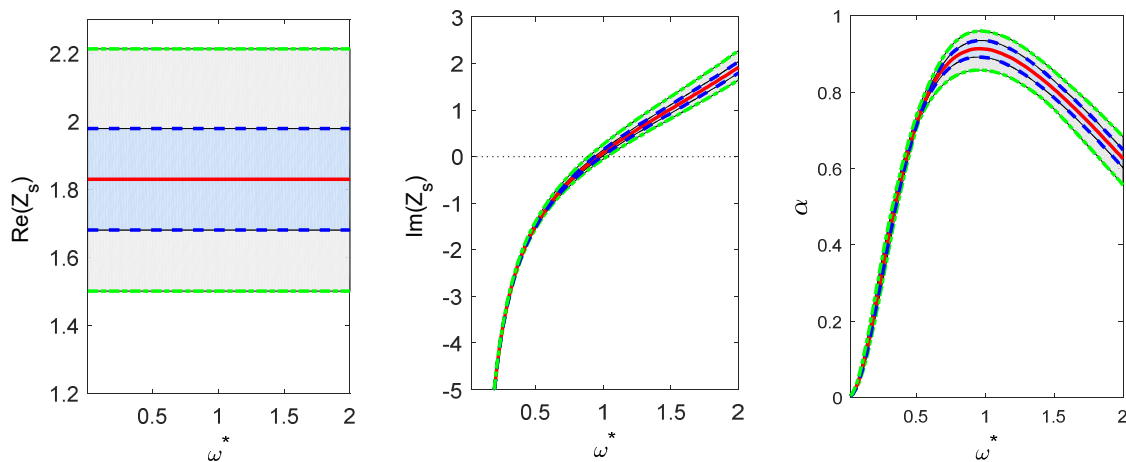


Figure 5.34 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values for $M_a = 0$.

The two parameters which influence the acoustic resistance are the POA and the flow Mach number with an identical SI of 50%. The impact of the POA on the reactance is illustrated by its SI of 50% while the SI of the cavity is 48% and the one of M is 2%. At the resonance where the frequency $\omega^* = 0.96$ for a zero reactance (Fig. 5.34), the SI of POA is 50% as well as that of M and the third parameter that affects the absorption is the cavity depth. With a constant mean normalized resistance of 1.83 (Fig. 5.34), the mean absorption coefficient is greater than 0.6 when $\omega^* \in [0.45 \ 2]$ with a peak of 0.915 for $\omega^* = 0.96$. In Fig. 5.35 which illustrates the SI of the inputs parameters, the nominal flow Mach number is set to 0.4 with variability of 10% for constant orifice Mach number of 0.06, the others inputs are identical as in Table 5.3.

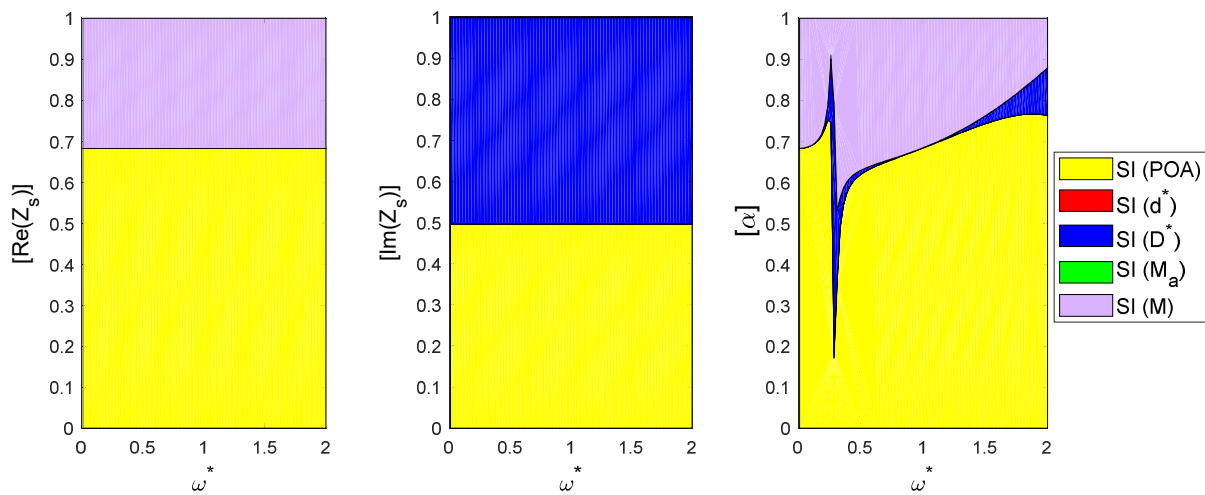


Figure 5.35 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber, $M_a = 0.06$.

Figure 5.35 shows that the POA is the main parameter which defines the acoustic properties of the MPP absorber. Indeed, the POA SI index on the acoustic resistance and reactance which is constant is 70% and 50% respectively and for the sound absorption coefficient, it is more than 60%. The cavity depth affects the reactance with a SI of 50% et has no effect on the resistance while its influence on the absorption is neglected. The flow Mach number index on the resistance is 30% and around 28% for the sound absorption.

Finally the variability is set to 10% for all dimensionless inputs parameters as shown in Table 5.4. The SI of the inputs and the mean values of the outputs with standard deviation are presented in Figs. 5.36 and 5.37.

Tableau 5.4 Minimum and maximum of the dimensionless input parameters for MPP absorber under grazing flow.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	5	4.5	5.5
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	30	27	33
Orifice Mach number	M_a	0.1	0.09	0.11
Flow Mach number	M	0.2	0.18	0.22

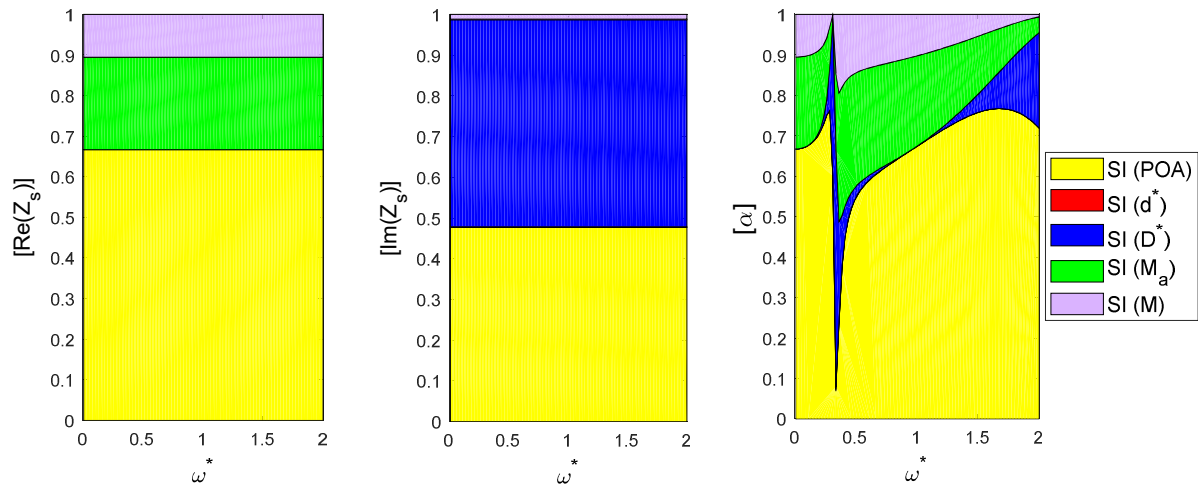


Figure 5.36 First-order sensitivity indexes (SI) of dimensionless parameters: effects on the normalized surface impedance and sound absorption coefficient of MPP absorber.

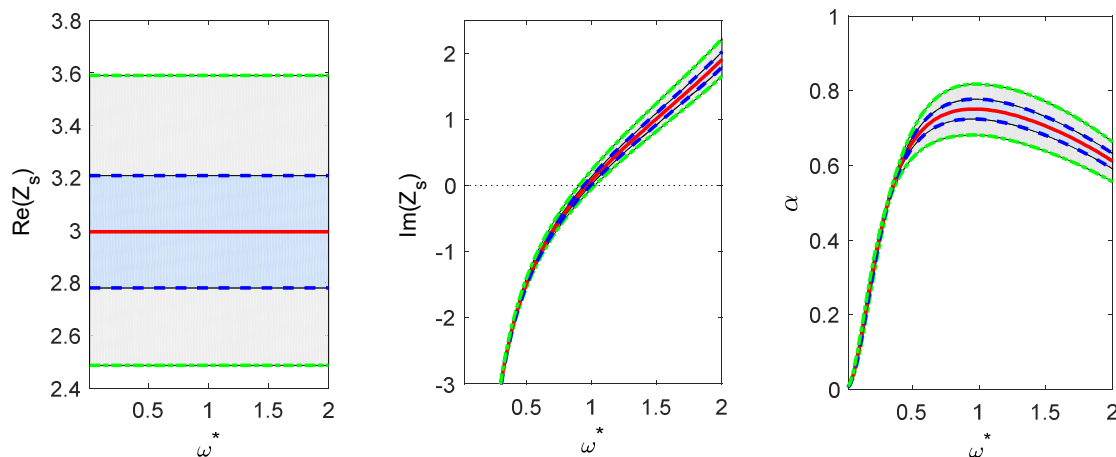


Figure 5.37 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.

In Fig. 5.37, the normalized resistance is three times that of the air and consequently the absorption coefficient is lower than the one in Fig. 5.34. The POA remains the dominant parameter in Fig. 5.36. It is therefore fundamental for a specific design of the MPP to choose correctly the POA which strongly affects its acoustic behavior.

5.9 Conclusion

Sensitivity analysis was performed using nonlinear acoustic impedance models of micro-perforated panel absorber under grazing air flow and high sound pressure levels to investigate the impacts of the input parameters of the models on the surface impedance and the sound absorption coefficient. Different acoustic Impedance models of micro-perforated panel under grazing air flow and high pressure levels were presented and validated numerically. Sensitivity analysis shows that the perforation ratio, the SPL and the flow Mach number affect mainly the acoustic resistance of MPP absorber while the reactance is especially controlled by the cavity depth at low frequencies and the sound absorption coefficient is influenced by the POA and the flow Mach number at the resonance. It is demonstrated that the grazing air flow reduces the tortuosity of MPP and increases the acoustic resistance and MPP absorber with a large orifice diameter which presents very poor sound absorption at low SPL without air flow can become a good sound absorber in the presence of grazing air flow.

5.10 Acknowledgment

This work is performed under GARDN project supported by Pratt & Whitney Canada and Federal government (BL-NCE) funds.

CHAPITRE 6

DÉVELOPPEMENT DES TECHNOLOGIES DES LINERS AVEC ÉCRANS RÉSISTIFS

6.1 Avant-propos

Auteurs et affiliations :

Zacharie LALY, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Nouredine Atalla, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Sid-Ali Meslioui, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada

Khalid EL Bikri, professeur, Université Mohammed V de Rabat, ENSET, Département de génie mécanique, CM2SM.

Date de soumission : Prévue après la révision de la thèse

Revue : Journal of sound and vibration

Titre français : Amélioration de l'efficacité acoustique des systèmes absorbants micro-perforés à l'aide d'écrans résistifs et analyse de sensibilité des modèles du liner composite

Contribution au document :

Cet article contribue à la thèse en démontrant les avantages des écrans résistifs dans l'amélioration de l'efficacité acoustique des liners, en proposant les bons concepts de liners avec écrans résistifs intégrés et en évaluant les indices de sensibilité des paramètres d'entrée des modèles de ces liners composites.

Résumé français :

Une formulation adimensionnelle est utilisée pour effectuer une analyse de sensibilité sous hauts niveaux de pression avec un modèle d'impédance non linéaire de liner

composite constitué par une plaque micro-perforée, un écran résistif inséré dans la cavité d'air et une plaque arrière rigide. La réponse acoustique du liner est prédite par un modèle d'impédance acoustique non linéaire où la plaque micro-perforée est modélisée par une approche de fluide équivalent avec une densité effective. L'impédance de surface du liner est déterminée par la méthode de matrice de transfert et le modèle est validé par comparaison avec des mesures expérimentales effectuées à différents niveaux de pression acoustique à l'aide d'un tube d'impédance équipé d'un haut-parleur capable de fournir un niveau de pression sonore élevé jusqu'à 155 dB. La contribution des écrans résistifs dans l'amélioration de la performance acoustique des liners est présentée. Les paramètres d'entrée adimensionnels du modèle pour l'analyse de sensibilité sont le taux de perforation de la plaque, le rapport du diamètre de perforation par l'épaisseur de la plaque, le rapport de la profondeur de cavité par l'épaisseur, le nombre de Mach de l'orifice et la résistance par unité de surface de l'écran. L'analyse a montré l'impact des paramètres d'entrée du modèle sur les sorties à savoir l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption acoustique du liner. Il est démontré que la résistance par unité de surface de l'écran influence fortement les propriétés acoustiques du liner dans le régime linéaire tandis que le taux de perforation de la plaque et le nombre de Mach de l'orifice sont les paramètres dominants qui contrôlent le comportement acoustique du liner dans le régime non linéaire.

Improved acoustic efficiency of micro-perforated panel absorber using resistive screens and sensitivity analysis of the composite absorber models

Zacharie Laly^a, Nouredine Atalla^a, Sid-Ali Meslioui^b, Khalid EL Bikri^c

^a*GAUS, Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada J1K 2R1*

^b*Acoustics, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada J4G 1A1*

^c*CM2SM, Mohammed V university in Rabat, Department of Mechanical Engineering, Rabat, Morocco*

6.2 Abstract

A dimensionless formulation is used to perform sensitivity analysis at higher pressure excitations of a composite absorber models constituted by a micro-perforated panel, a resistive screen inserted into the air cavity and a rigid back plate. The acoustic response of the system is predicted by a nonlinear acoustic impedance model where the micro-perforated panel is characterized by equivalent fluid approach with an effective density. The surface impedance of the absorber is determined by Transfer Matrix Method and the models are validated by comparison with experimental measurements performed at different sound pressure levels using an impedance tube equipped with a high sound speaker capable of delivering a high sound pressure level up to 155 dB. The contribution of resistive screens in improving the acoustic performance of micro-perforated panel absorbers is presented. The dimensionless input parameters of the models for sensitivity analysis are the perforation open area of the panel, the ratio of the perforation diameter by the thickness of the panel, the ratio of the cavity depth by the thickness, the orifice Mach number and the resistance per unit area of the screen. The analysis shows the impact of the inputs on the outputs of interest namely the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the absorber. It is demonstrated that the resistance per unit area of the screen influences strongly the acoustic properties of the absorber in the linear regime while the perforation ratio of the panel and the orifice Mach number are the

dominant parameters which control the acoustic behavior of the absorber in the nonlinear regime.

6.3 Introduction

The reduction of aircraft noise is an environmental necessity and requires the development of new acoustic liners technologies in order to attenuate the broadband fan noise emissions from engine nacelles. Conventional acoustic liners consisting of a micro-perforated panel (MPP) coupled to a honeycomb structure on a rigid wall provide significant narrow-band attenuation and are not effective over a wide frequency band. Honeycomb structure with bulk absorber [69] material can be used to increase the attenuation bandwidths but remains limited because of mechanical and maintenance reasons. Another approach is multilayers structure [40] by inserting into the honeycomb resistive screens to improve the liner efficiency over a large frequency band. This approach is limited to about three layers because of the additional mechanical complexity, depth and weight. Experimental tests [67-68] were performed on single-layer porous honeycomb liners where the honeycomb core is replaced with porous divider plates and this involves an increase of attenuation bandwidth but a reduction of the attenuation peak. The acoustic behavior of liners constituted by MPP, a resistive screen inserted into the air cavity and a rigid wall depends upon the incident sound pressure level (SPL) on the surface of the MPP. The resistive screens, characterized by their porosity and flow resistivity which are related to the perforation size and the perforation open area are generally independent of the SPL due to the higher interaction effects between perforations. The acoustic behavior of a resistive screen is found to be linear while the acoustic properties of MPP vary with respect to the SPL. Many authors [8-15,20,21] studied the nonlinear response of an orifice and proposed different acoustic impedance models to characterize MPP at higher pressures levels.

In this paper, the acoustic response of a composite absorber made of a MPP, a resistive screen in the air cavity and a rigid wall is predicted at higher sound pressure excitations using an equivalent fluid impedance model where the parameters such as the tortuosity and the flow resistivity of the MPP depend on the incident SPL on the surface

of the perforation. It is experimentally demonstrated that the resistive screen increases the resistance of the absorber leading to increasing the sound absorption coefficient and the frequency band. Sensitivity analysis is performed on the composite absorber models using a dimensionless formulation in order to investigate the effects of the input parameters of the models on the acoustic properties of the absorber. The inputs of the models are the perforation open area (POA) of MPP, the ratio (d^*) of the perforation diameter of MPP by the thickness, the ratio (D^*) of the cavity depth by the thickness of MPP, the orifice Mach number (M_a) and the resistance per unit area (RPA) of the screen. It is shown that in the linear regime, the resistance of the absorber is mainly dominated by RPA while the reactance is influenced by POA and D^* and the sound absorption coefficient is controlled by the POA , D^* and RPA . At higher orifice Mach number, the effect of RPA on the resistance becomes negligible by comparison to the effect of POA which influences greatly the sound absorption coefficient. The orifice Mach number affects significantly the acoustic behavior of the absorber and reduces the tortuosity of the MPP. Section 2 presents the modeling of the MPP absorber with embedded screen and the validation with experimental results are presented in section 3. The benefit of resistive screens in improving the acoustic properties of MPP absorber is illustrated experimentally in section 4. The dimensionless analysis is presented in section 5 and finally, sensitivity analysis results performed using the composite absorber models are presented in section 6.

6.4 Modeling of MPP absorber with resistive screen

Figure 6.1 represents an acoustic liner constituted by a MPP, a rigid wall and an embedded resistive screen inserted between the MPP and the rigid wall. The cavity depths are given by D_1 and D_2 . The thickness of MPP is denoted t and d is the perforation diameter.

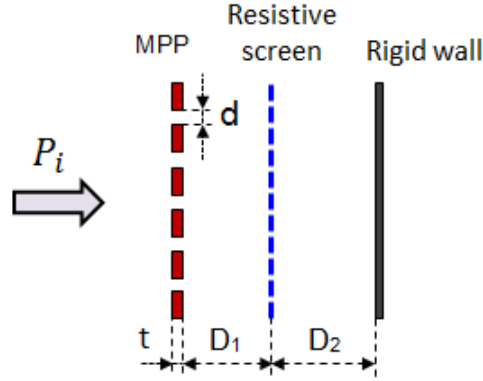


Figure 6.1 Micro-perforated panel absorber with an embedded resistive screen.

Many authors [8-15,20,21] worked on acoustical modeling of MPP in the nonlinear regime leading to elaboration of different acoustic impedance models of MPP. The increase in SPL involves nonlinear phenomena which increase the acoustic resistance of MPP and decrease the correction length. The normalized acoustic impedance of MPP by equivalent fluid approach at high SPL is given by

$$Z_{MPP} = j \frac{\omega t}{\phi c_0} \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{\sigma_t \phi}{j \omega \alpha_{\infty nl} \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty nl}^2}{\phi^2 \sigma_t^2 \Lambda^2}} \right), \quad (6.1)$$

where $\alpha_{\infty nl}$ is the tortuosity, σ_t the flow resistivity, ϕ the perforation ratio, Λ the viscous characteristic length of MPP which is equal to the radius of perforation r in the case of cylindrical orifices ($\Lambda = r$), ω the radian frequency, j the imaginary complex number ($j^2 = -1$), c_0 the speed of sound in air, ρ_0 the density of air and η the dynamic viscosity. The tortuosity $\alpha_{\infty nl}$ and the flow resistivity σ_t of MPP depend on the particle acoustic velocity in the orifice. Indeed the tortuosity, function of the correction length which is reduced by the nonlinear phenomena is directly affected by the high SPL. The expression of the tortuosity is given by

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2 \mathcal{E}_{enl}}{t}, \quad (6.2)$$

with \mathcal{E}_{enl} the correction length which accounts for the effect of high SPL and interaction between perforations. It is given by

$$\varepsilon_{enl} = \frac{\Psi}{(1 + V_a / (\phi c_0))} 0.48 \sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right], \quad (6.3)$$

where V_a is the particle acoustic velocity in the orifice and Ψ is a constant value set to 4/3. The parameters a_n are given by

$$\begin{aligned} a_0 &= 1.0, \quad a_1 = -1.4092, \quad a_2 = 0.0; \quad a_3 = 0.33818, \quad a_4 = 0.0 \\ a_5 &= 0.06793, \quad a_6 = -0.02287, \quad a_7 = 0.003015, \quad a_8 = -0.01614 \end{aligned}$$

The flow resistivity of MPP σ_t increases with the SPL. The expression of σ_t at high SPL is given by

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 (1 - \phi^2)}{\pi t \phi C_D^2} V_a, \quad (6.4)$$

where C_D is the discharge coefficient varying between 0.6 and 0.8 and β a constant value set to 1.6.

The relation between the root-mean-squared (rms) velocity \bar{V}_a in the orifice and the rms incident pressure \bar{P}_i is obtained using acoustic circuit analogy and Bernouilli's law for a laminar and incompressible flow [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1 - \phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i (1 - \phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (6.5)$$

For an incident SPL L_{P_i} , the incident pressure \bar{P}_i is calculated by $\bar{P}_i = P_{ref} 10^{L_{P_i}/20}$ with P_{ref} the reference pressure ($P_{ref} = 20 \mu \text{ Pa}$).

The flow resistivity of the MPP (Eq. (6.4)) can be written as function of the rms incident pressure \bar{P}_i using Eq. (6.5)

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 c_0}{\pi t C_D^2} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i (1 - \phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (6.38)$$

Similarly, the tortuosity (Eq. (6.2)) is given as a function of the incident pressure \bar{P}_i

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\Psi}{t} 0.48 \sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right] \left[1 + \frac{1}{(1-\phi^2)} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right) \right]^{-1}. \quad (6.39)$$

The resistive screen can be characterized by the linear equivalent fluid impedance model proposed by Atalla and Sgard [1]. Using the Transfer Matrix Method, the MPP coupled to the air cavity with depth D_1 are modeled by

$$T_1 = \begin{bmatrix} 1 & Z_{MPP} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) & j\rho_0 c_0 \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) \\ \frac{j}{\rho_0 c_0} \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) \end{bmatrix}, \quad (6.8)$$

where Z_{MPP} is the acoustic impedance of MPP given in Eq. (1).

The low frequency expression of the linear acoustic impedance [1-3] is used to model the resistive screen where the reactance term is usually negligible. Then the acoustic impedance of the resistive screen is given by $Z_{screen} = \sigma h$, where h is the thickness and σ the flow resistivity of the screen. The transfer matrix of the screen coupled to the air cavity depth D_2 is given by

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1 & Z_{Screen} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) & j\rho_0 c_0 \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) \\ \frac{j}{\rho_0 c_0} \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) \end{bmatrix}. \quad (6.9)$$

Thus, the transfer matrix T of the MPP absorber with resistive screen (Fig. 6.1) is determined by multiplying the transfer matrix T_1 and T_2 . The matrix T can be written as

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix}, \quad (6.10)$$

with T_{11}, T_{12}, T_{21} and T_{22} the different elements of the matrix T . The acoustic impedance on the surface of the MPP is then calculated by the following relation

$$Z_s = \frac{T_{11}}{T_{21}}. \quad (6.11)$$

6.5 Comparison with experiment

The experimental measurements are performed using a high SPL impedance tube illustrated in Fig. 6.2 with inner diameter of 29 mm. The cut-of frequency of the tube is around 6907 Hz. Two 1/4'' microphones used to calculate the surface impedance of the sample are calibrated to minimize the amplitude and phase errors between the channels using a multi-channel spectrum analyzer. The measurement procedure is done according to two-microphone standing waves method [33]. The sample is separated from the microphone 2 by a distance of 12.8 mm and the distance between the two microphones is 20 mm. An air cavity is created behind the sample by a rigid plunger with an adjustable depth D. An air cavity is created behind the sample by a rigid plunger with an adjustable depth D.

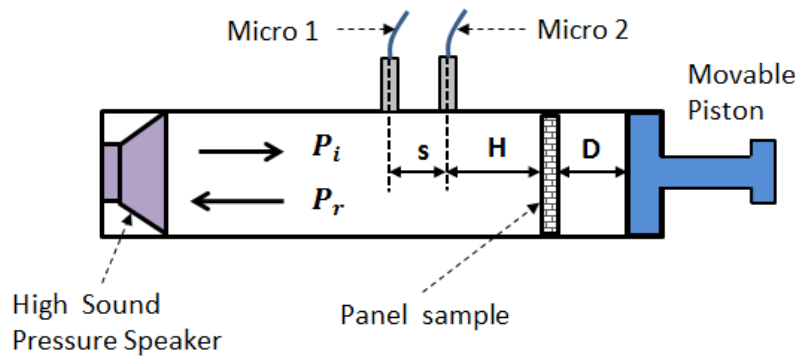


Figure 6.2 Schematic of the impedance tube for the measurement.

Figure 6.3 shows the comparison between the predicted sound absorption coefficient by the present method and experimental results for the case of a resistive screen coupled to an air cavity with depth of 11 mm on a rigid wall. The resistance of the screen is 345 Pa s m⁻¹ with thickness of 0.25 mm.

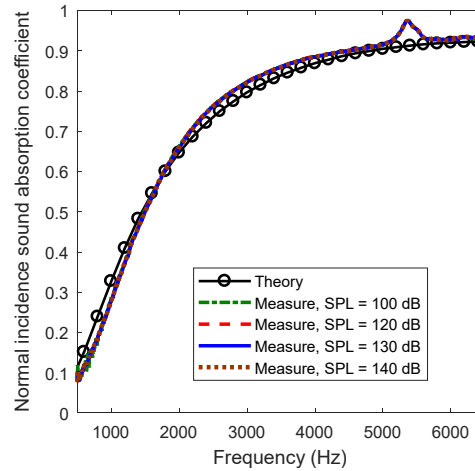


Figure 6.3 Normal incidence sound absorption coefficient of resistive screen backed by air cavity.

The absorption coefficient of the absorber did not change when the SPL varied from 100 dB to 140 dB. Indeed, the resistive screen has a linear behavior that is not affected by high SPL. The absorption frequency band is interesting and wider than the frequency band of a conventional liner made of MPP coupled to the air cavity. The theoretical results agree well with the measurements.

In Figs. 6.4 and 6.5, the surface impedance and the normal incidence sound absorption coefficient predicted by the present method at 150 dB are compared with the measured results for an acoustic liner constituted with a MPP, a rigid wall and a resistive screen inserted into the air cavity. The resistive screen is separated from the MPP by a distance of 6.5 mm and from the rigid wall by a distance of 11.5 mm. The MPP whose thickness is 1.0 mm, the hole diameter is 1.45 mm and the perforation ratio is 7.78% is characterized by the present impedance model expressed in Eq. (6.1).

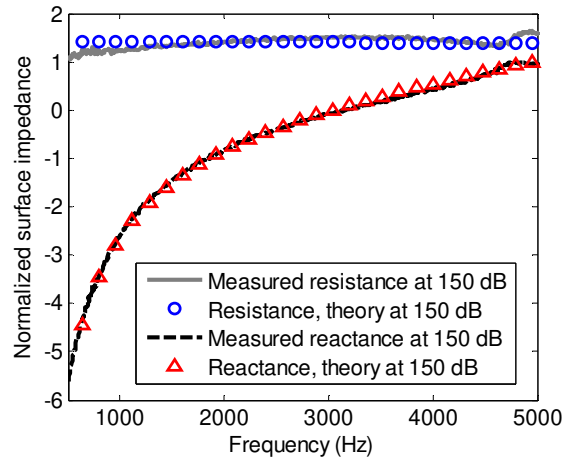


Figure 6.4 Normalized surface impedance of MPP absorber with an embedded resistive screen.

In Fig. 6.4, the normalized acoustic resistance and reactance of the absorber predicted by the present method agree well with the experiment measurement. The normalized resistance is between 1 and 2 over the entire frequency and the normalized reactance is zero at 3000 Hz which corresponds to the resonance of the absorber. The maximum value of the reactance is 1 at 5000 Hz.

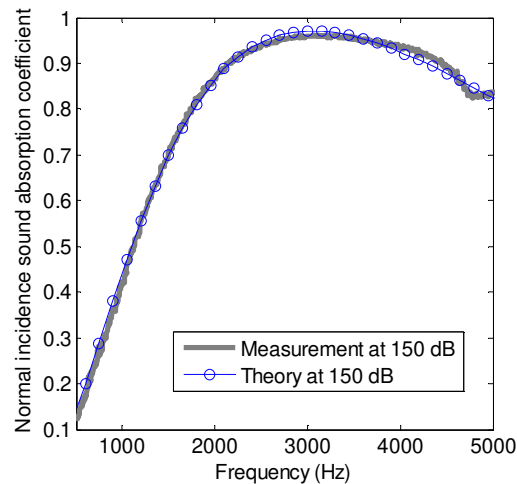


Figure 6.5 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber with resistive screen.

Figure 6.5 shows a good correlation between theoretical and experimental results for the sound absorption coefficient. Furthermore, the sound absorption frequency band is increased. From 1800 Hz until 5000 Hz, the sound absorption coefficient of the liner is

greater than 0.8 and the maximum peak is around 3000 Hz. The resistive screen has improved the sound absorption.

6.6 Improvement of MPP absorber performance using resistive screen

In this section, the benefit of resistive screens in improving the acoustic performance of MPP absorbers is analysed experimentally. The measurements are performed at different SPLs varying from 100 dB to 150 dB on conventional acoustic liners and liners with a resistive screen inserted into the air cavity. Figures 6.6-6.8 present the comparisons of normalized resistance, reactance and sound absorption coefficient of two acoustic liners made of same MPP whose POA is 13.6%, the hole diameter is 1.43 mm and the thickness is 1 mm. A resistive screen is embedded into the first liner at 10.4 mm from the rigid wall while the second liner is the classical one without screen. The cavity depth is 18 mm for both liners.

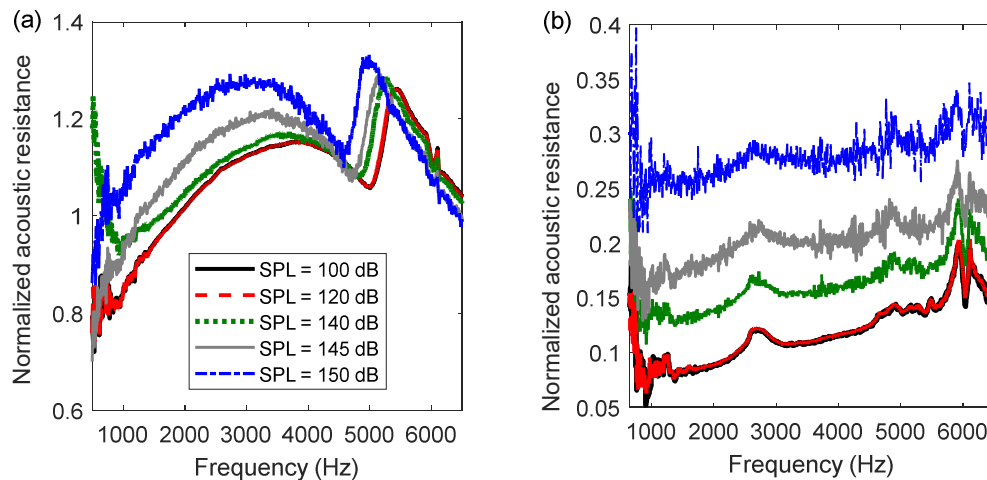


Figure 6.6 Normalized acoustic resistance of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.

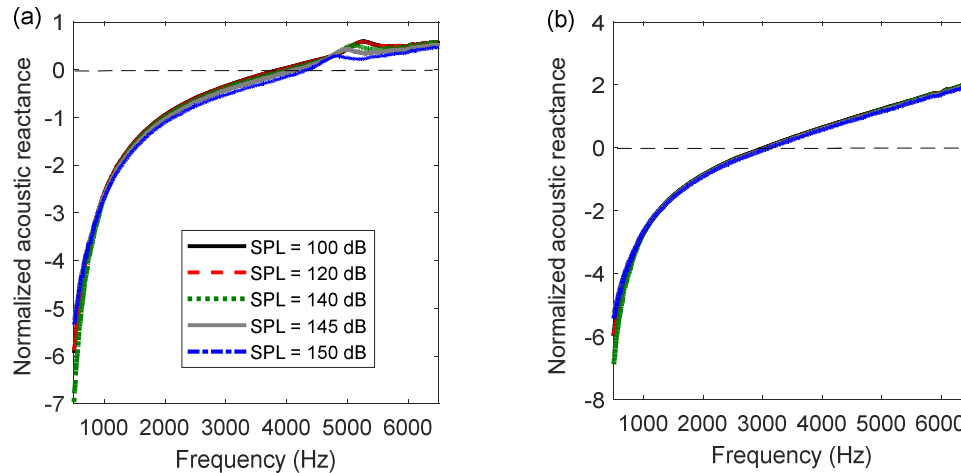


Figure 6.7 Normalized acoustic reactance of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.

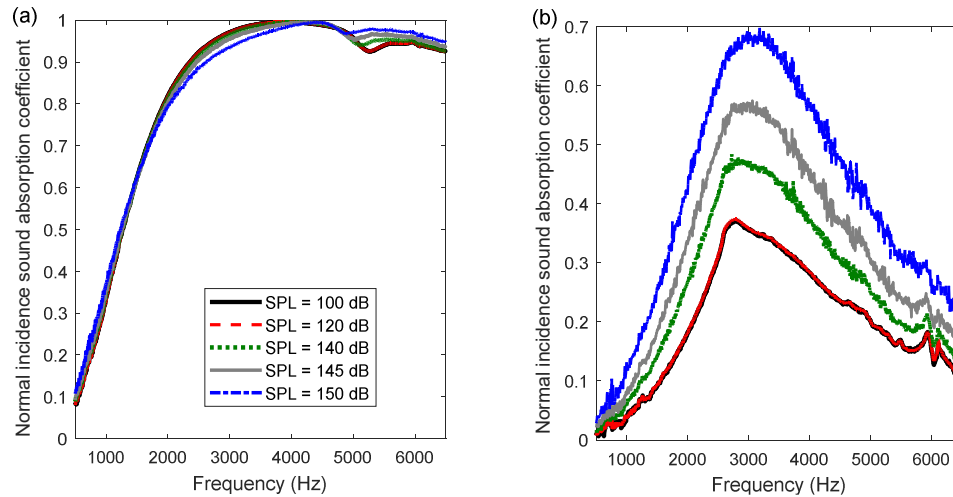


Figure 6.8 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.

In the absence of the screen (Fig. 6.6(b)), the mean normalized resistance of the liner at 100 dB is about 0.12 over the entire frequency range. It increases with the SPL and is around 0.3 at 150 dB. The normalized reactance (Fig. 6.7(b)) vanishes around 3000 Hz taking the value of 2 at 6500 Hz and is not affected by the SPL. As a consequence of the very low resistance, the maximum absorption coefficient at 100 dB is 0.37 and 0.68 at 150 dB around the frequency 3000 Hz (Fig. 6.8(b)). The absorption frequency band for all SPLs is restricted. The MPP absorber with the resistive screen (Fig. 6.6(a)) presents a normalized resistance between 0.8 and 1.3 for SPLs varying from 100 dB to 150 dB. The normalized reactance is reduced to 0.5 at 6500 Hz and is vanished around 4000 Hz. The

sound absorption coefficient (Fig. 6.8(a)) is greater than 0.9 in the frequency band 2500 Hz to 6500 Hz. The resistive screen has improved the resistance of the absorber and caused the reactance to reach zero at high frequencies and increased the absorption efficiency of the absorber.

The comparison of the sound absorption coefficients is shown in Fig. 6.9 for a liner without and with the same resistive screen as the previous case but with a MPP with a POA of 5.23%, perforation diameter of 1.5 mm and thickness of 0.9 mm. the cavity depths are identical to the previous case.

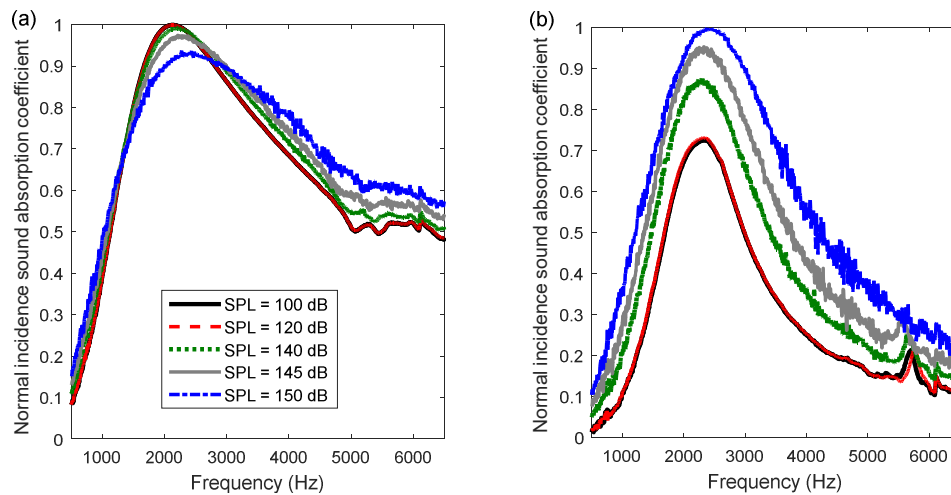


Figure 6.9 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.

With a POA of 5.23%, the absorption frequency band of the liner with screen is reduced compared to the previous case (Fig. 6.9(a)) and the sound absorption peak decreases with the SPL. The resistance of a MPP with a low POA is higher and if one adds the resistance of the screen; the liner becomes much more resistive so that it is not effective in sound absorption compared to the previous one. It is therefore important not to use in the presence of resistive screen, a MPP with a low POA in order to improve the performance of the liner.

Figure 6.10 is the comparison of the sound absorption coefficients of two acoustic liners made of MPP ($d = 1.43$ mm, $t = 1$ mm, POA = 13.6%) with and without resistive

screen whose resistance is 342 Pa s m^{-1} with thickness of 0.25 mm. The cavity depth of the liner is 32 mm and the resistive screen is located at 24 mm from the rigid wall.

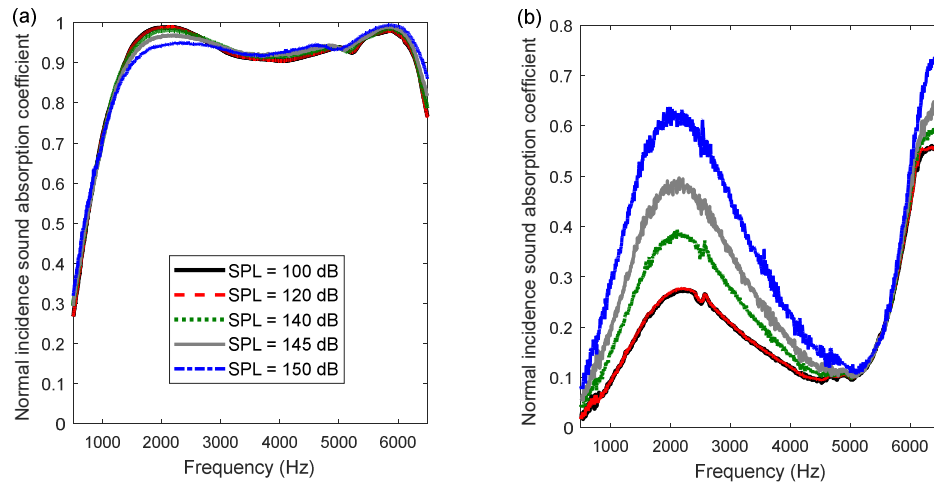


Figure 6.10 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) with embedded resistive screen, (b) without embedded resistive screen.

In the absence of a resistive screen, the liner is poor in sound absorption (Fig. 6.10(b)). The screen has improved the performance of the liner with an absorption coefficient greater than 0.9 in the frequency band 1500 Hz to 6300 Hz. By increasing the cavity depth the sound absorption efficiency of the liner is improved at low frequencies (Figs. 6.8 and 6.10).

In the following, an experimental analysis is performed on the MPP absorber shown in Fig. 6.11 which is constituted by an MPP with a resistive screen glued on the MPP and the whole is backed by air cavity and a rigid wall. The aim of this analysis is to show not only the effect of the resistive screen on the acoustic properties of the absorber but also illustrate the good choice of the POA of MPP and the resistance of the screen for better acoustic performance of the absorber. The MPP is in contact with the incident sound pressure which affects its acoustic response.

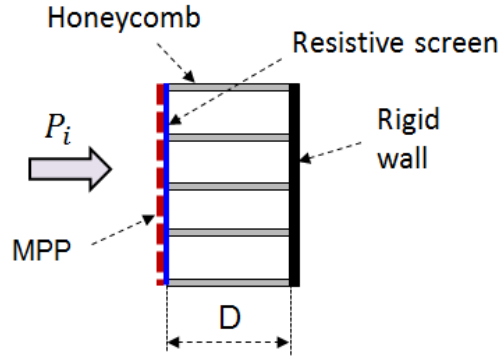


Figure 6.11 Micro-perforated panel backed by resistive screen and air cavity.

One considers therefore three MPPs whose geometric properties are given in Table 6.1. The MPPs have the same thickness of 1.0 mm and their perforation ratios are respectively 5.2%, 13.5% and 34.5%.

Tableau 6.1 Geometric parameters of the MPPs for the measurement

	Thickness (mm)	Hole diameter (mm)	Perforation ratio (%)
MPP #1	1.0	1.5	5.2
MPP #2	1.0	1.46	13.5
MPP #3	1.0	1.5	34.5

For the experimental measurements, each MPP in Table 6.1 is coupled to different resistive screens whose resistances are increasingly high. Four resistive screens whose thicknesses and resistance per unit area are given in Table 6.2 are used.

Tableau 6.2 Properties of the resistive screens

	Thickness (mm)	Resistance per unit area
Screen A	0.3	0.02
Screen B	0.16	0.76
Screen C	0.45	1.78
Screen D	0.45	7.58

For each MPP of Table 6.1, one associates each of the resistive screens in Table 6.2 to observe not only the effect of the POA of MPP but also the effect of the screen resistance on the acoustic response of the absorber. In Figs. 6.12-6.14, the normalized

acoustic surface impedance and the sound absorption coefficient of the absorber (Fig. 6.11) made of MPP #1 with various resistive screens in Table 6.2 are presented at 100 dB, 140 dB and 150 dB. The cavity depth is set to 18 mm for all configurations.

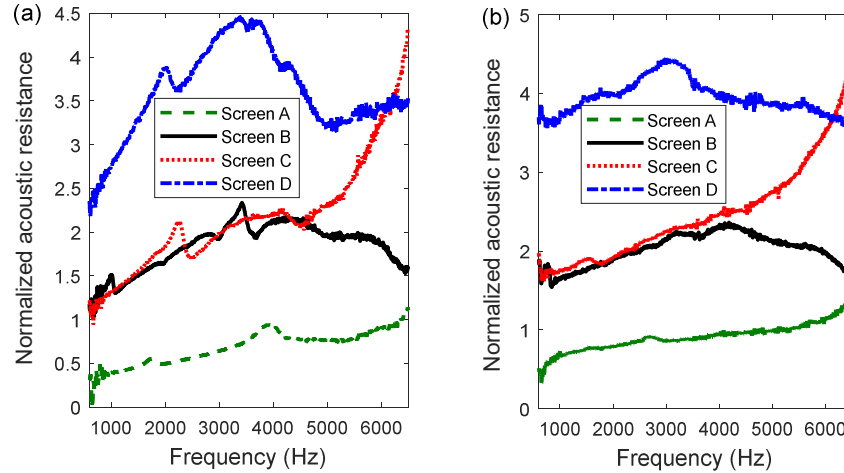


Figure 6.12 Normalized acoustic resistance of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB.

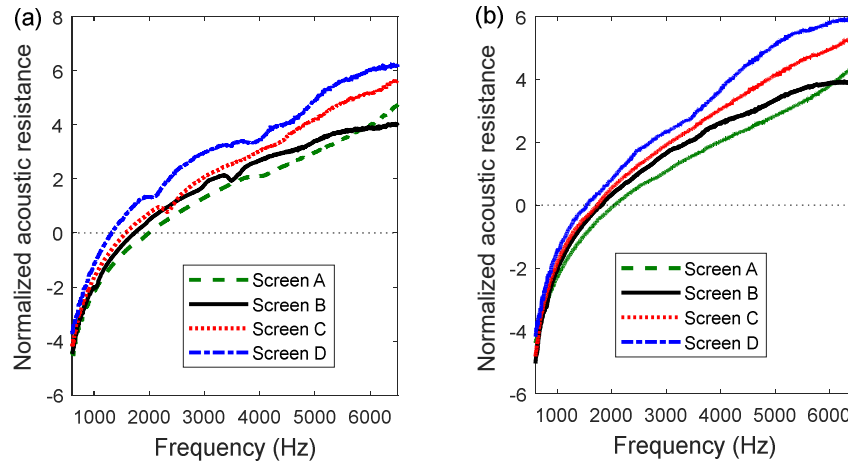


Figure 6.13 Normalized acoustic reactance of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB.

The normalized resistance of the absorber (Fig. 6.12) depends essentially on the resistance of the screen. With screen A which has the lowest RPA of 0.02, the absorber presents a mean resistance of 0.6 at 100 dB and 0.95 at 140 dB over the entire frequency band. With the screen D which is the most resistive with an RPA of 7.58, the normalized resistance of the liner is clearly greater than 3.5 over the entire frequency range. The

resistance of the absorber increases with the resistance of the screen as well as the reactance in Fig. 6.13. The normalized reactance vanishes at slightly lower frequencies when the resistance of the screen increases so that the frequency of the sound absorption peak decreases more and more (Fig. 14). At 100 dB the reactance of the absorber with screen A is zero at 2000 Hz which is the resonant absorption frequency while at 140 dB; the resonant frequency is 2050 Hz (Fig. 13). For the absorber made of screens B, C and D, the reactance is zero respectively at 1730 Hz, 1570 Hz and 1320 Hz.

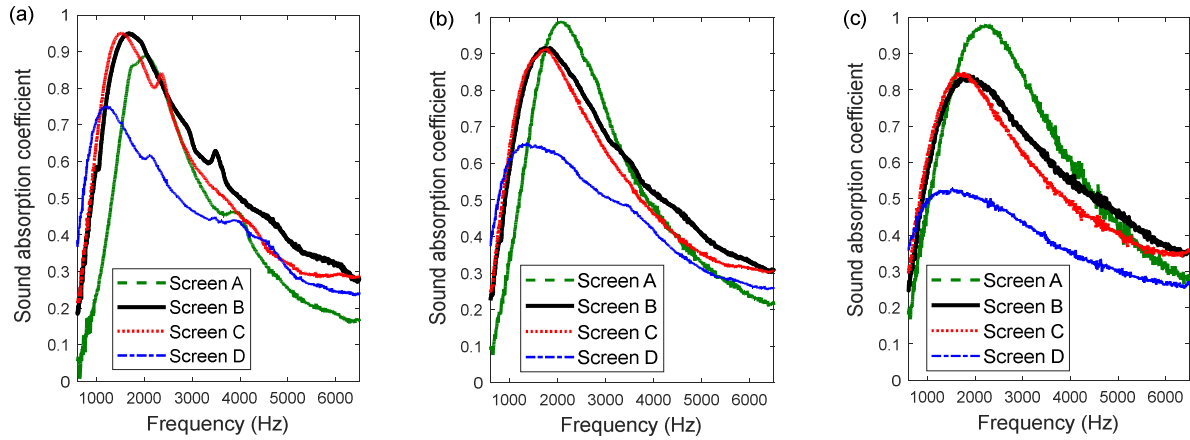


Figure 6.14 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber with resistive screen: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.

The lowest resonant sound absorption frequency (Fig. 14) corresponds to the absorber made with the more resistive screen. If one considers that the normalized surface impedance of the absorber is written as $Z_s = R + j\xi$ with R and ξ respectively the normalized resistance and reactance, the absorption coefficient is given by

$$\alpha = \frac{4R}{(1+R)^2 + \xi^2}.$$

At the resonance, the imaginary part is zero so that the absorption

coefficient is given by $\alpha = 4R / (1+R)^2$ and to provide 100% absorption at the resonance, it is necessary that $R=1$. Thus, for a good performance of the absorber, it is important to have an optimum resistance of 1 with zero reactance. The absorber with screen D is the least good in sound absorption at 100 dB, 140 dB and 150 dB because its resistance is very greater than 1 (Fig. 6.12).

Figures 6.15-6.17 show the normalized surface acoustic impedance and the sound absorption coefficient of the absorber constituted of MPP #2 with various resistive screens at different SPL.

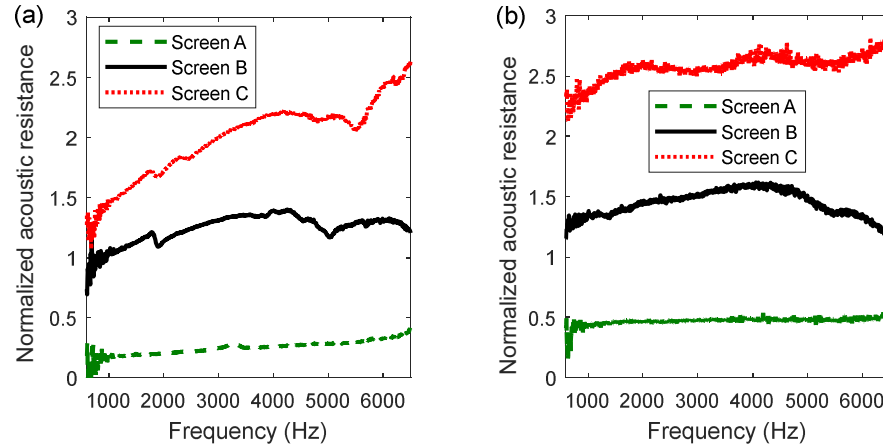


Figure 6.15 Normalized acoustic resistance of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=150 dB.

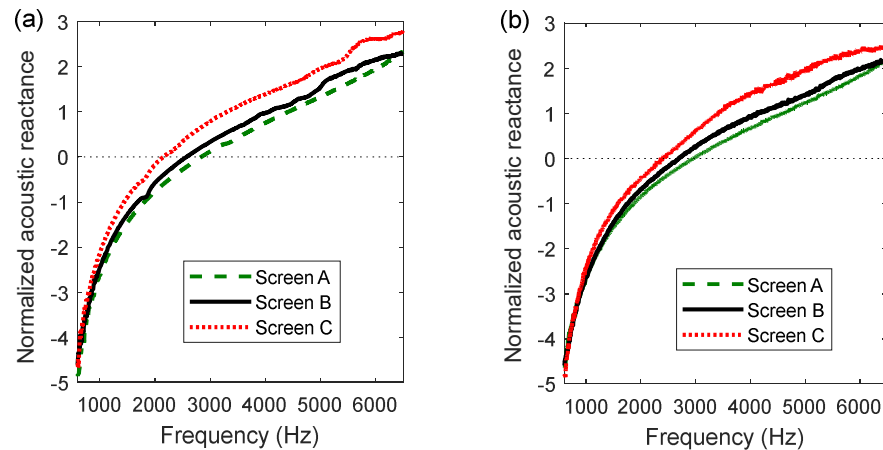


Figure 6.16 Normalized acoustic reactance of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=150 dB.

The acoustic absorber made with screen A at 100 dB shows a normalized resistance between 0.5 and 1 for MPP #1 (Fig. 6.12) but presents a resistance lower than 0.5 for MPP #2 (Fig. 6.15) because the POA of MPP #2 is larger than the one of MPP #1. At 150 dB, the resistance of the absorber constituted of MPP #2 with the same screen A is lower than the one with MPP #1 at 140 dB. With MPP #2, the normalized reactance of the absorber at 100 dB is zero at 2950 Hz, 2600 Hz and 2200 Hz respectively for screens A, B and C. These resonant frequencies are higher than those of the absorber with MPP #1.

The reactance of the absorber with screen C at 100 dB for MPP #1 which is 5.8 dropped to 2.8 for MPP #2.

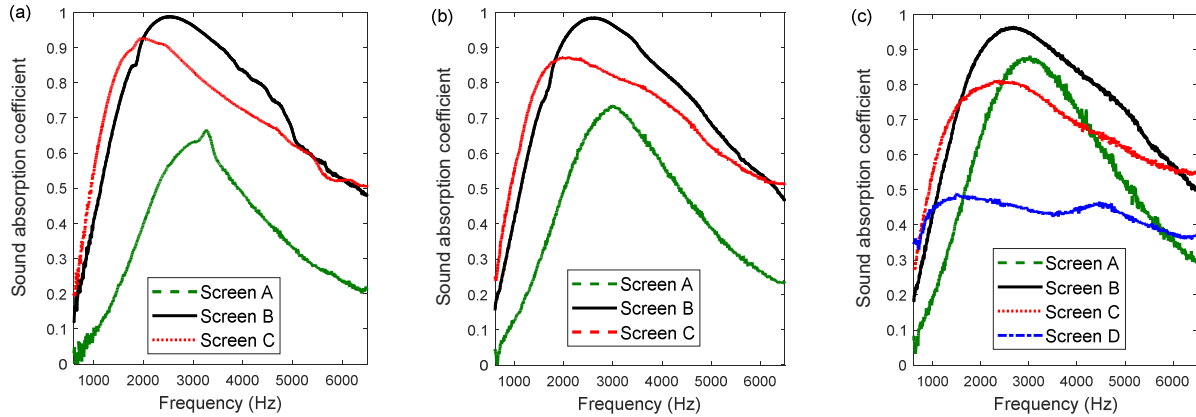


Figure 6.17 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) SPL=100 dB, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.

Figures 6.17 and 6.14 illustrate that the absorption frequency band with MPP #2 is wider than the one with MPP #1. The absorption coefficient of the absorber with screen B for MPP #1 is greater than 0.7 in the frequency range [1180 Hz - 2850 Hz] while for MPP #2 the frequency range is [1470 Hz- 4900 Hz]. By increasing the POA, the absorption frequency band has become important.

Figure 6.18 shows the absorption coefficient of the absorber with MPP #3 in the case without screens at different SPLs and with different screens at 140 dB and 150 dB.

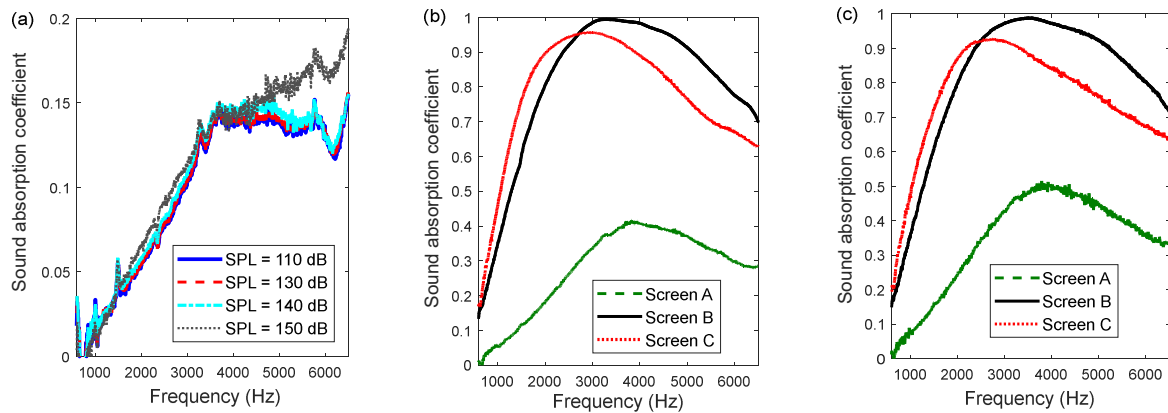


Figure 6.18 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber: (a) No screen, (b) SPL=140 dB, (c) SPL=150 dB.

In the absence of resistive screens, the absorber with MPP #3 is very poor in sound absorption, the absorption coefficient in Fig. 6.18(a) is lower than 0.2 over the entire

frequency band. With screen B, the absorption coefficient is greater than 0.7 in the frequency range [1750 Hz - 6500 Hz] at 140 dB and 150 dB. The absorption frequency band is larger than the other previous cases. With a less resistive screen, the absorber is poor in absorption when the POA of the MPP increases (Figs. 6.17 and 6.18) because the acoustic dissipation is not important due to the low resistance value of the absorber. When the resistance of the screen is around 1, the absorber has good absorption efficiency when the POA of the MPP becomes high. With a low POA, the attenuation band of the absorber is not interesting.

6.7 Dimensionless analysis of acoustic properties of MPP absorber at high SPL

In the following section, a dimensionless formulation is presented and the acoustic behavior of the liner under high SPL is analysed. One considers the sound absorber in Fig. 6.1 where the cavity depths D_1 and D_2 are identical ($D_1 = D_2 = D$). The dimensionless parameters used to express the impedance of the MPP are the ratio d^* of the perforation diameter d by the thickness t , the ratio D^* of the cavity depth by the thickness, the Helmholtz number ω^* and the orifice Mach number M_a . The dimensionless parameters are given by

$$d^* = \frac{d}{t} \quad , \quad D^* = \frac{D}{t} \quad , \quad \omega^* = \frac{\omega D}{c_0} = kD \quad , \quad M_a = \frac{V_a}{c_0} . \quad (6.12)$$

Instead of the flow resistivity, one uses the resistance per unit area ($R_{pa} = R_{pa}^*$) of the MPP which is defined by

$$R_{pa}^* = \frac{\sigma_t t}{\rho_0 c_0} . \quad (6.13)$$

Substituting the expression of the flow resistivity σ_t given in Eq. (6.4) into Eq. (6.13), one obtains

$$R_{pa}^* = \frac{32\eta t}{\rho_0 c_0 \phi d^2} + \beta \frac{(1-\phi^2)}{\pi \phi C_D^2} M_a . \quad (6.14)$$

From the relation of the perforate constant $x = d\sqrt{\omega\rho_0/4\eta}$ of the MPP which is dimensionless ($x = x^*$), one deduces $\frac{4\eta}{\rho_0 c_0 t} = \left(\frac{d^*}{x^*}\right)^2 \frac{\omega^*}{D^*}$ that is used in Eq. (6.14) to express the resistance per unit area in terms of dimensionless parameters

$$R_{pa}^* = \frac{8\omega^*}{\phi D^* x^{*2}} + \beta \frac{(1-\phi^2)}{\pi\phi C_D^2} M_a. \quad (6.15)$$

The tortuosity of the MPP given in Eq. (6.2) is dimensionless ($\alpha_{\infty nl} = \alpha_{\infty nl}^*$) and can be written as

$$\alpha_{\infty}^* = 1 + \frac{0.48\psi d^* \sqrt{\pi}}{1 + M_a / \phi} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right]. \quad (6.16)$$

The normalized acoustic impedance of the MPP at high SPL in terms of dimensionless parameters is then determined by substituting Eqs. (6.12), (6.15) and (6.16) into Eq. (6.1)

$$Z_{MPP}^* = j \frac{\omega^*}{\phi D^*} \alpha_{\infty nl}^* \left(1 + \frac{R_{pa}^* \phi D^*}{j\omega^* \alpha_{\infty nl}^*} \sqrt{1 + \frac{4j\omega^{*2} \alpha_{\infty nl}^{*2}}{\phi^2 R_{pa}^{*2} x^{*2} D^{*2}}} \right). \quad (6.17)$$

The normalized surface impedance of the MPP backed by air cavity in the absence of resistive screen is given by

$$Z_s^* = Z_{MPP}^* - j \cot g(\omega^*). \quad (6.18)$$

In the case where the absorber presents a resistive screen, the surface impedance of the absorber is obtained using the transfer matrix (Eqs. (6.8) and (6.9))

The tortuosity of the MPP in the nonlinear regime (Eq. (6.16)) is a function of the correction length which depends on the orifice March number and the parameters of the MPP namely the perforation diameter and the POA. In Fig. 6.19, the surface and the contour plots of the tortuosity are shown with respect to the POA and M_a with $d^* = 1$.

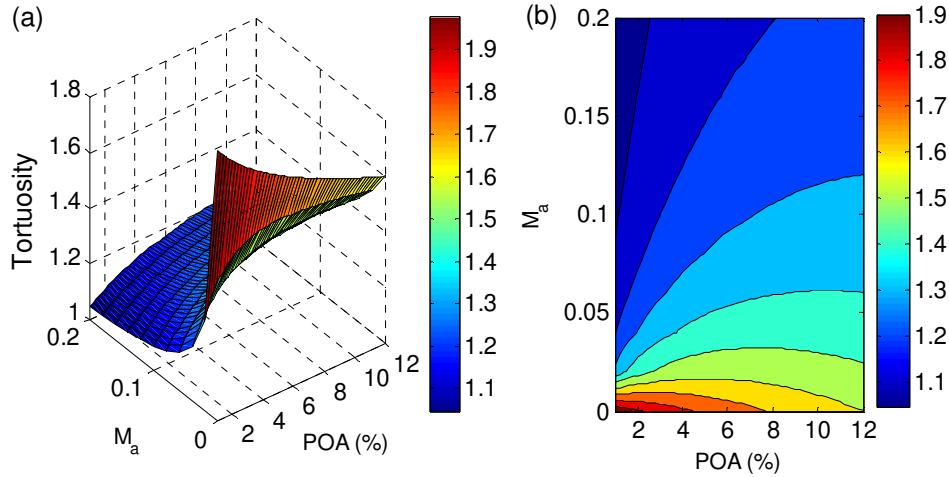


Figure 6.19 The tortuosity of the MPP: (a) surface plot, (b) contour plot.

Figure 6.19 shows that the tortuosity decreases and tends to unity for high values of M_a . The jet formation and vortex induced by the nonlinear phenomena at the exit of orifices [9,10] reduce the end correction and then the tortuosity. For linear regime, the tortuosity decreases very slightly with increasing the POA and when M_a increases, the tortuosity increases with respect to the POA.

In Fig. 6.20, the surface and the contour plots of the tortuosity are represented with respect to d^* and M_a for a MPP with POA of 5%.

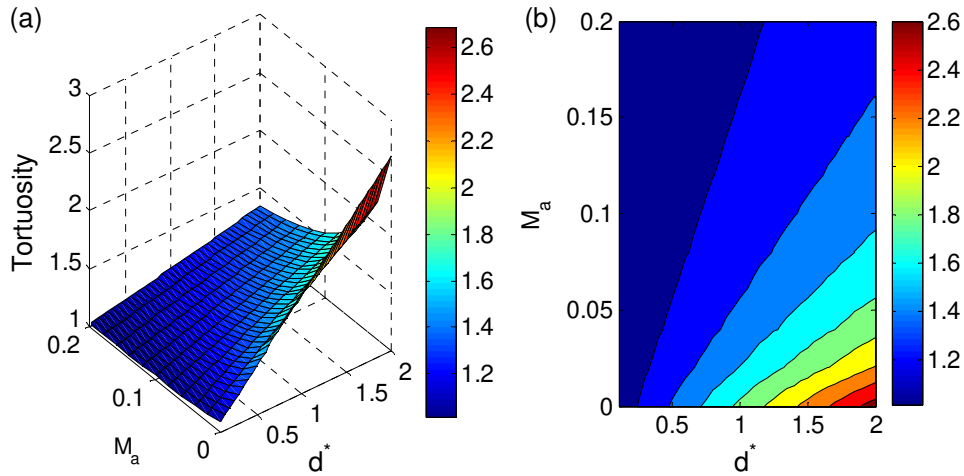


Figure 6.20 The tortuosity of the MPP with POA of 5%: (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 6.20, the tortuosity increases with d^* because the correction length in Eq. (6.16) is a linear function of d^* . The effect of M_a remains the same, it reduces the tortuosity.

In Fig. 6.21, the resistance per unit area of the MPP (POA=5%) is represented respectively with respect to the dimensionless diameter and the orifice Mach number.

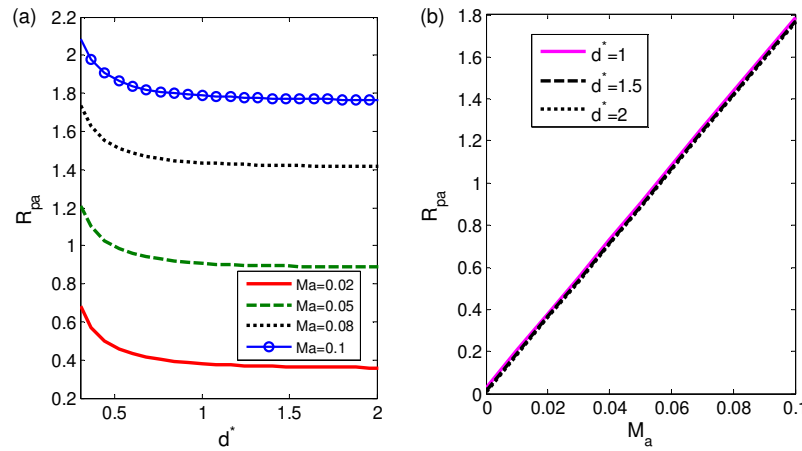


Figure 6.21 The resistance per unit area of the MPP (POA =5%).

The resistance per unit area of the MPP is almost constant with respect to d^* when d^* is greater than 1 (Fig. 6.21(a)) and it varies linearly with respect to Ma (Fig. 6.21(b)). This is in agreement with the results in Refs. [9,10] which show that the variation of the orifice resistance with respect to the orifice acoustic velocity is linear.

In Figs. 6.22 and 6.23, the sound absorption coefficient of a liner made of MPP backed by air cavity without screen is shown with respect to the POA and the Helmholtz number for respectively the linear and nonlinear cases. The dimensionless cavity depth is set to 30 and d^* is 1.

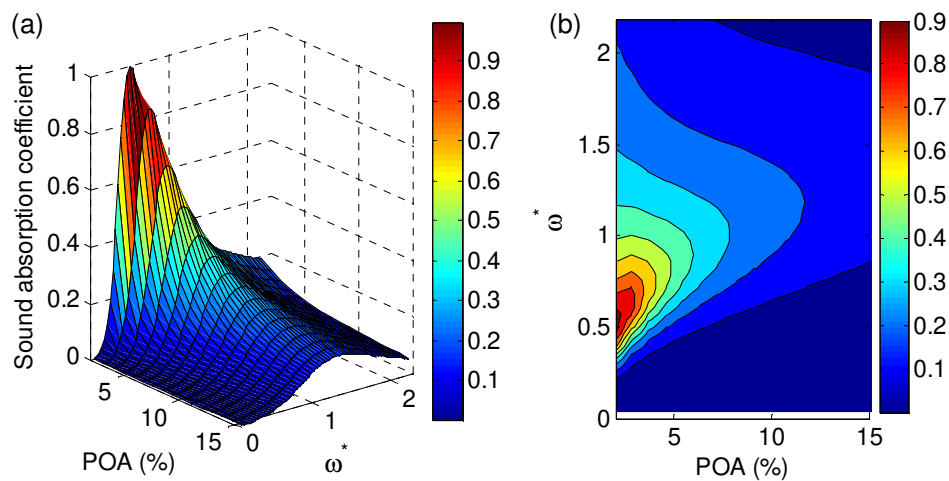


Figure 6.22 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber ($Ma=0$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.

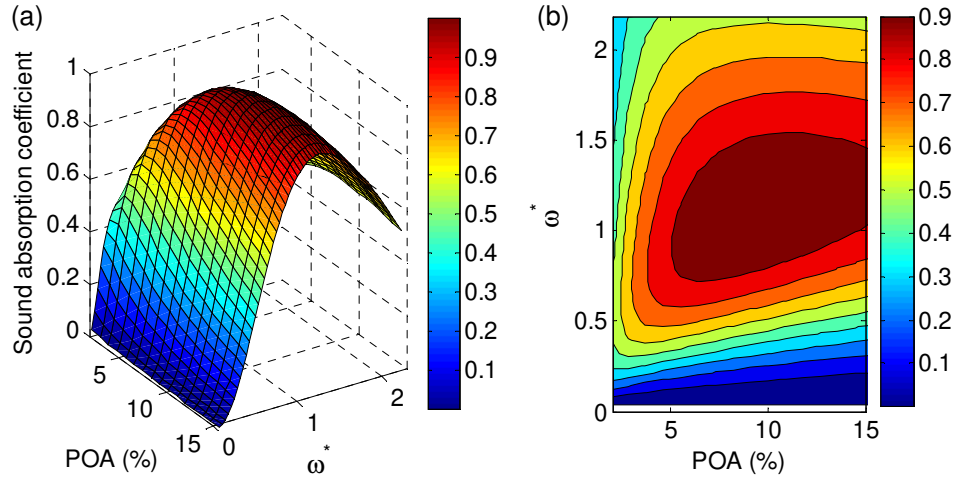


Figure 6.23 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber ($M_a=0.1$, $D^* = 30$, $d^* = 1$): (a) surface plot, (b) contour plot.

In Fig. 6.23, The MPP absorber with a large perforation ratio shows a poor sound absorption in the linear regime ($M_a=0$) but presents a good absorption coefficient in Fig. 15 for $M_a = 0.1$. When the POA exceeds 4%, the sound absorption coefficient of the liner is very low because the resistance per unit area of the MPP (Fig. 6.21) tends to zero. For $M_a = 0.1$, the resistance per unit area is increased so that the sound absorption coefficient in Fig. 6.23 is improved.

Figures 6.24 and 6.25 represent the surface and the contour plots of the sound absorption coefficients with respect to the POA of MPP and Helmholtz number for a liner with resistive screen inserted into the cavity depth. The acoustic impedance of the MPP which is used is given in Eq. (6.17). The resistance per unit area of the screen is used as

normalized impedance and is defined by $RPA = \frac{\sigma h}{\rho_0 c_0}$ where σ is flow resistivity and h

the thickness of the screen. The surface impedance of the liner is determined using the transfer matrix method. The RPA of the screen is set to 1.2.

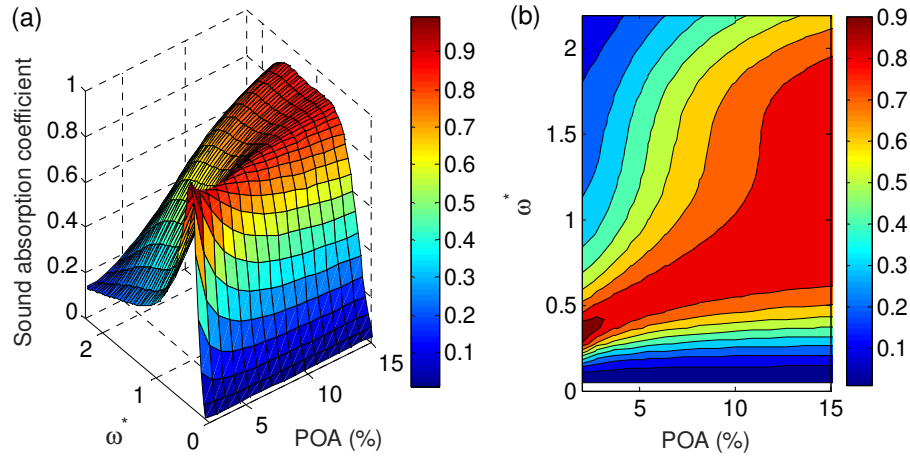


Figure 6.24 Sound absorption coefficient of MPP absorber ($M_a=0$, $D^*=30$, $d^*=1$): (a) surface plot, (b) contour plot.

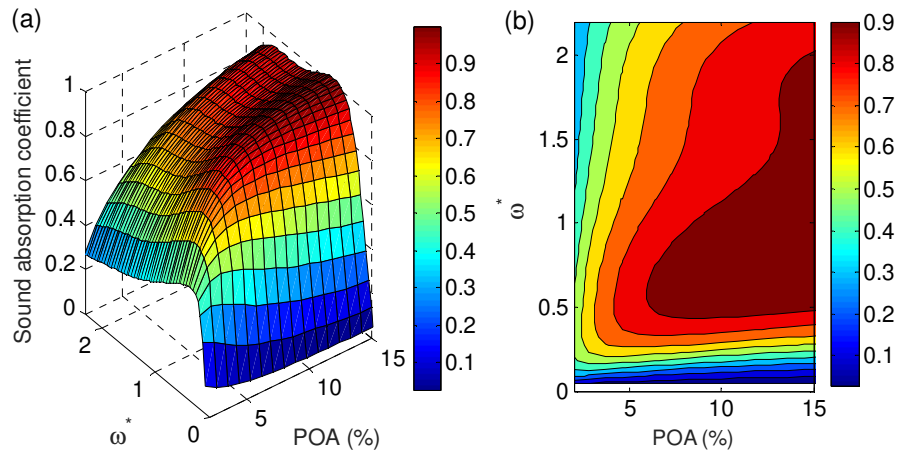


Figure 6.25 Sound absorption coefficient of MPP absorber ($M_a=0.08$, $D^*=30$, $d^*=1$): (a) surface plot, (b) contour plot.

The absorption frequency band of the liner for linear regime ($M_a=0$) is very narrow when the POA of the MPP is smaller than 5% (Fig. 6.24) and increases with the POA. The sound absorption efficiency of the liner with POA inferior to 5% is very poor with the increase of M_a because the liner is very resistive in this case so that the waves have difficulty penetrating inside. The frequency band in both cases (Figs. 6.24 and 6.25) becomes large with the increase of POA. The liner with resistive screen is better in sound absorption when the POA exceeds 5% (Fig. 6.24) compared to the previous liner without screen where the absorption is negligible for POA higher than 5%. The resistive screen improves the sound absorption and the frequency band of the liner. However, the POA of

the MPP needs to be correctly selected otherwise the liner with resistive screen will be very resistive when the POA of MPP is small so that the acoustic performances will degrade.

Figures 6.26 and 6.27 represent the sound absorption coefficients of the liner with resistive screen with respect to the RPA of the screen and ω^* for linear and nonlinear regimes.

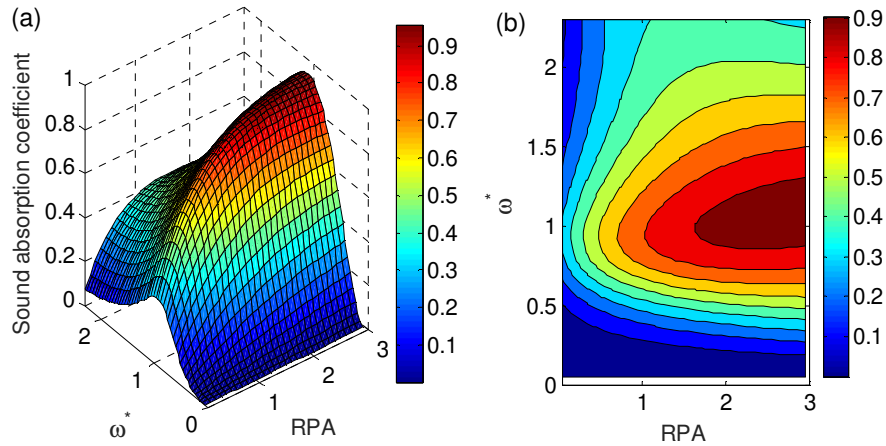


Figure 6.26 Sound absorption coefficient ($M_a=0$, $POA = 8\%$, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.

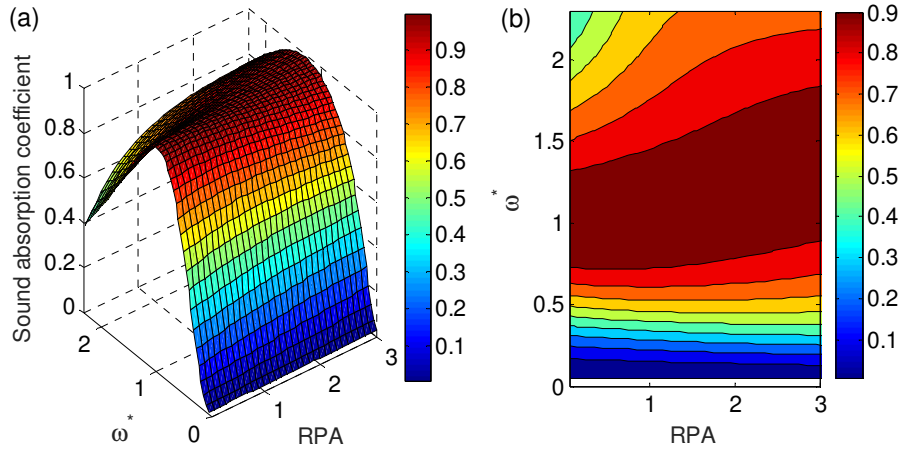


Figure 6.27 Sound absorption coefficient ($M_a=0.08$, $POA = 8\%$, $D^* = 30$): (a) surface plot, (b) contour plot.

In the linear regime, when the RPA of the screen is smaller than 1, the acoustic liner is not efficient in sound absorption (Fig. 6.26) because of the low value of the resistance.

The absorption coefficient and the frequency band increase with the *RPA* of the screen. At high SPL, the resistance becomes high and the absorption is improved (Fig. 6.27).

6.8 Sensitivity analysis

In this section, sensitivity analysis is performed using the dimensionless formulation of the impedance models of the composite absorber made of a MPP, a rigid wall and a resistive screen inserted into the air cavity. The sensitivity analysis is based on the Fourier Amplitude Sensitivity Test (FAST) which is a global sensitivity analysis method based on a variance decomposition to evaluate the sensibility of the models with respect to the variations of the inputs parameters. The FAST [42-51] is an efficient tool to characterize the impact of each input parameter of the models on the outputs of interest. It is used to estimate the first order index (SI) which is called “main effect” and the total sensitivity index (TSI) of the inputs parameters. If one considers an output of the model which is a quantity of interest, the TSI of a parameter i denoted by $TSI(i)$ is given by the sum of all the sensitivity indexes (SIs) involving parameter i . If $Y = f(X)$ is a function connecting a set of n input parameters to an output where X is a random vector of input parameters, the first-order sensitivity index or "main effect index" is given by $SI_i = \frac{V_i}{V(Y)}$ with V_i the variance of the main effect of parameter i and $V(Y)$ the total variance. The sensitivity indexes are presented with the Normalized Standard Deviation (NSD) given by

$$NSD = \frac{\sqrt{E(Y^2) - E(Y)^2}}{E(Y)}. \quad (6.19)$$

In the present models of the composite absorber, there are five inputs parameters for the sensitivity analysis namely the dimensionless diameter d^* of the MPP, the dimensionless cavity depth D^* , the Helmholtz number ω^* , the orifice Mach number M_a and the resistance per unit area *RPA* of the screen.

The ranges of the input parameters affect the changes in the outputs of interest and they depend on the applications. One considers first a large range of each input parameter. The lower and upper bounds of the inputs are given in Table 6.3.

Tableau 6.3 Minimum and maximum values of the input parameters for MPP absorber with resistive screen.

Parameter	Variable	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	1	10
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	0.2	2
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	5	25
Orifice Mach number	M_a	0.01	0.4
Resistance per unit area of the screen	RPA	0.2	4

In Figs. 6.28-6.29, the first order and the total sensitivity indexes of each input parameter on the normalized resistance and reactance are represented with the normalized standard deviation.

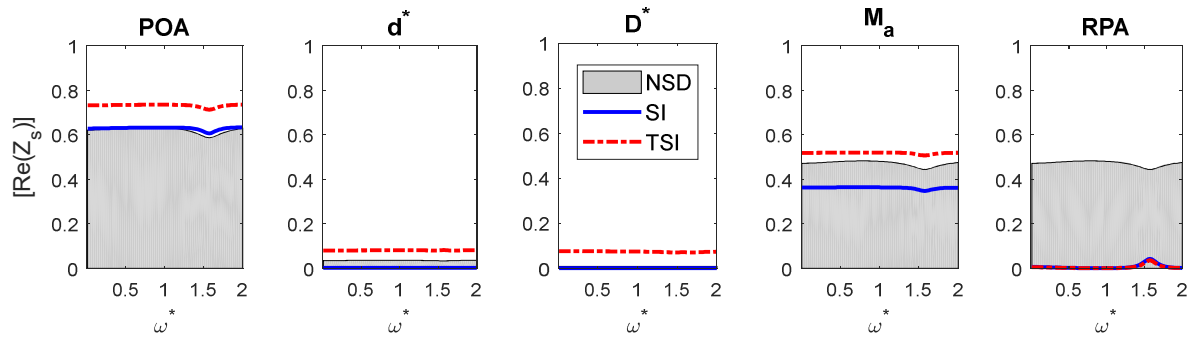


Figure 6.28 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic resistance.

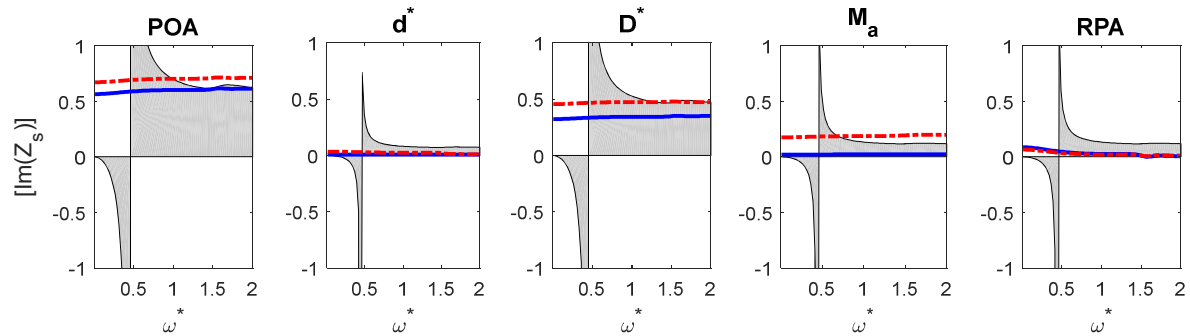


Figure 6.29 Normalized standard deviation (NSD), first-order (SI) and total sensitivity (TSI) indexes of MPP absorber parameters: effects on the acoustic reactance.

In Figs. 6.30 and 6.31, the total sensitivity indexes (*TSIs*) are superior to the first-order sensitivity indexes (*SI*s) because of the coupling effects between input parameters. The first order sensitivity indexes don't account for the interactions effects between input parameters. The effects of the *POA* and *M_a* on the resistance are dominant (Fig. 6.20)

where the SI and the NSD of the POA are superior to 60%, the SI of M_a is around 36% with NSD of about 47%. The NSD of the RPA of the screen is similar to the NSD of M_a with neglected sensitivity indexes. The POA and M_a involve an important change on the resistance of the absorber. The effects of d^* and D^* on the resistance are negligible. The reactance of the absorber is mainly influenced by the POA and the cavity depth D^* where the SI of the POA is higher than 55% and the SI of D^* is 34%. The NSD of all inputs on the reactance (Fig. 6.29) are negative when ω^* is inferior to 0.46 because in this frequency range the mean value of the reactance is negative (see Fig. 6.31) and for $\omega^* = 0.46$ which is the resonant frequency, the NSD present a peak because the mean reactance is zero. The RPA , d^* and M_a present neglected influences on the reactance.

In the following, one considers a practical acoustic absorber for an application whose parameters correspond to the nominal values illustrated in Table 6.4. The variability of the inputs parameters is set to 10% of the nominal value. First, the orifice Mach number is considered constant.

Tableau 6.4 Values of the input parameters for MPP absorber with resistive screen.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	8	7.2	8.8
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	30	27	33
Resistance per unit area of the screen	RPA	1	0.9	1.1

Figure 6.30 shows the sensitivity indexes of the input parameters with different colors.

The orifice Mach number is set to zero.

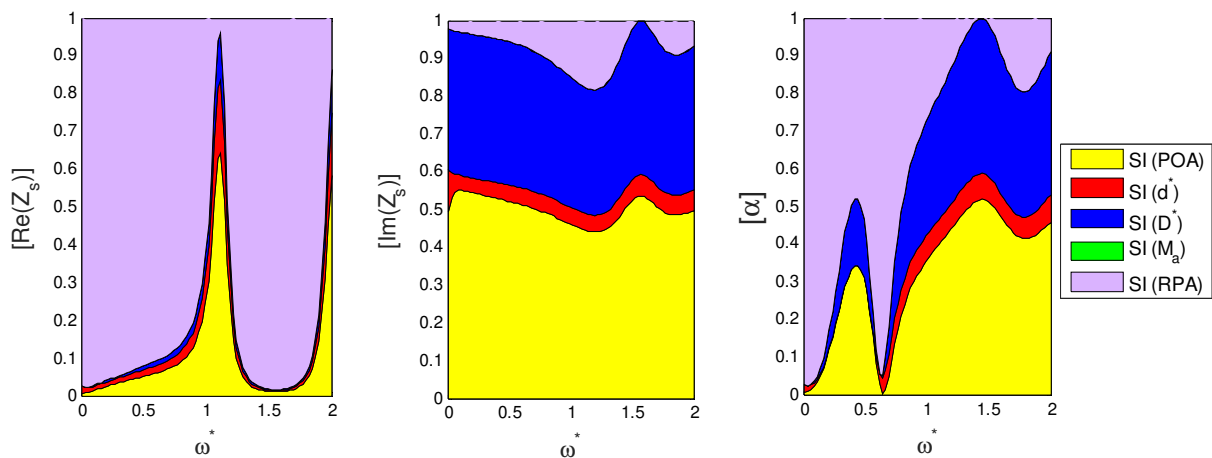


Figure 6.30 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner.

The resistance of the liner (Fig. 6.30) is completely dominated by the *RPA* of the screen while d^* and D^* have practically no effect; the *SI* of the *POA* reaches 60% around $\omega^* = 1$ and is neglected outside this frequency. In the linear regime ($M_a = 0$), the resistance of the liner depends mainly on the resistance of the screen. The *SI* of the *POA* on the reactance is around 50% and the *SI* of D^* is around 36%. Those two parameters control the reactance. The sound absorption coefficient (Fig. 6.30) is mainly influenced by the *RPA* of the screen at low frequencies below the first resonance (Fig. 6.31) of the liner. After the first resonant frequency, the effects of *POA* and D^* are dominant.

Figure 6.31 shows the mean value of the outputs with minimum and maximum values together with the mean value plus or minus the standard deviation.

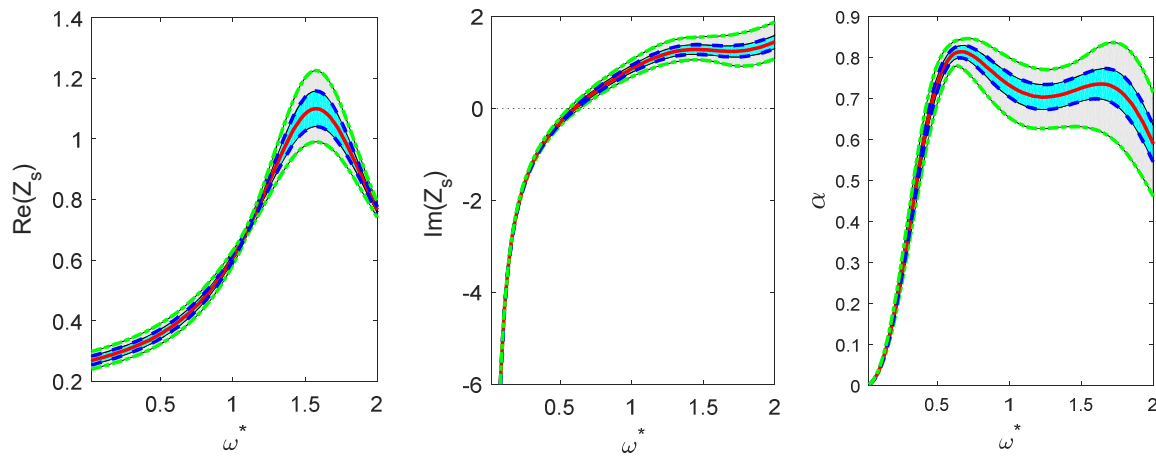


Figure 6.31 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values.

The mean value of the normalized resistance of the liner is inferior to 0.4 below the first resonant frequency ($\omega^* = 0.6$) and the sound absorption coefficient tends consequently to zero. For $\omega^* > 0.6$, the resistance is improved as well as the sound absorption with a large frequency band.

One considers now a nonlinear regime case where the orifice Mach number is set to 0.1 using the same values of the input parameters given Table 6.4. The sensitivity indexes of the inputs are presented in Fig. 6.32 and the mean values of the outputs with the standard deviation are shown in Fig. 6.33.

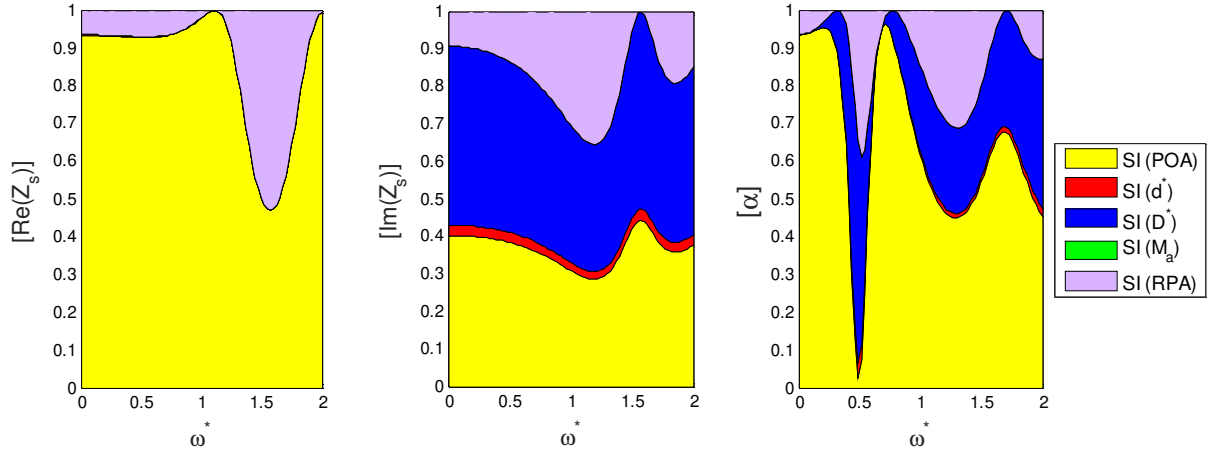


Figure 6.32 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner ($M_a=0.1$).

In the linear regime, the resistance of the liner is mainly dominated by the *RPA* of the screen (Fig. 6.30) but in the nonlinear case, the influence of the *RPA* on the resistance is neglected compared to the effect of the *POA* which dominates also the sound absorption of the liner (Fig. 6.32). The reactance is not so affected by increasing M_a .

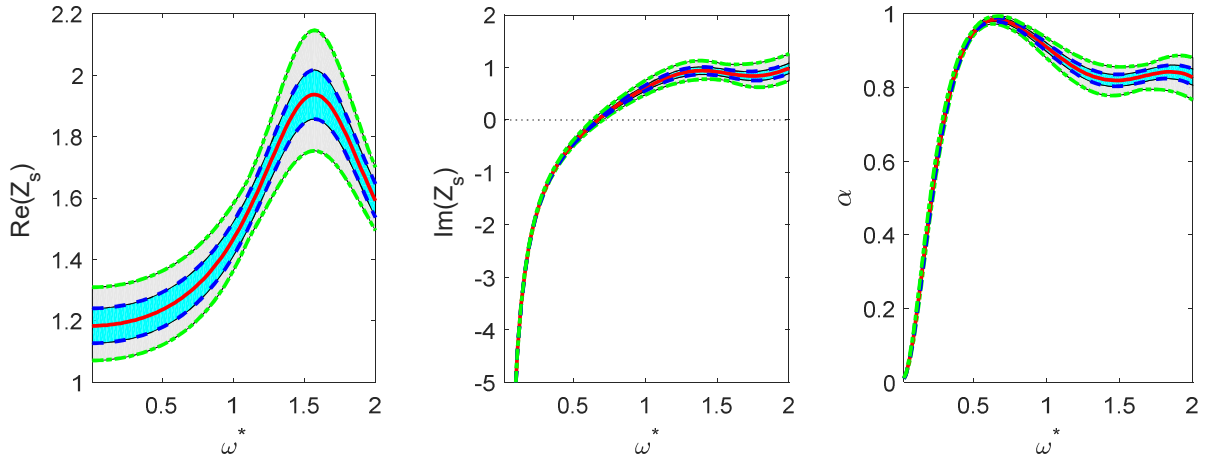


Figure 6.33 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values ($M_a=0.1$).

In Fig. 6.33, the mean resistance of the liner is higher than 1.2 while it is inferior to 1.2 in Fig. 6.31. The sound absorption remains interesting.

One considers now a liner where the screen has a higher flow resistivity with nominal *RPA* of 3 and the variability is set to 10%. The min and max values of the others inputs are given in Table 6.4 and M_a is set to 0.1. The sensitivity indexes of the inputs are

illustrated in Fig. 6.34 and the mean values of the outputs with the standard deviation are presented in Fig. 6.35.

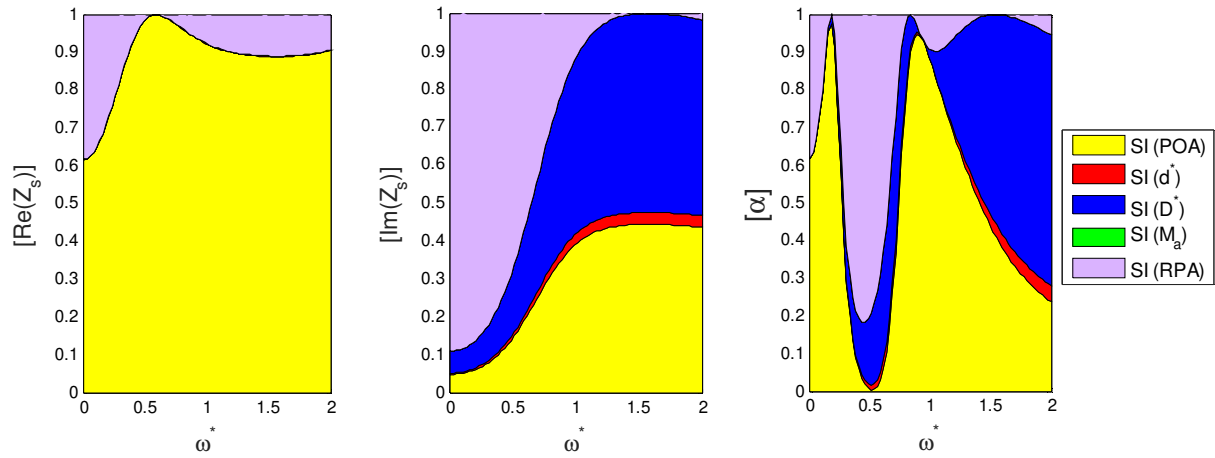


Figure 6.34 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner (higher *RPA*).

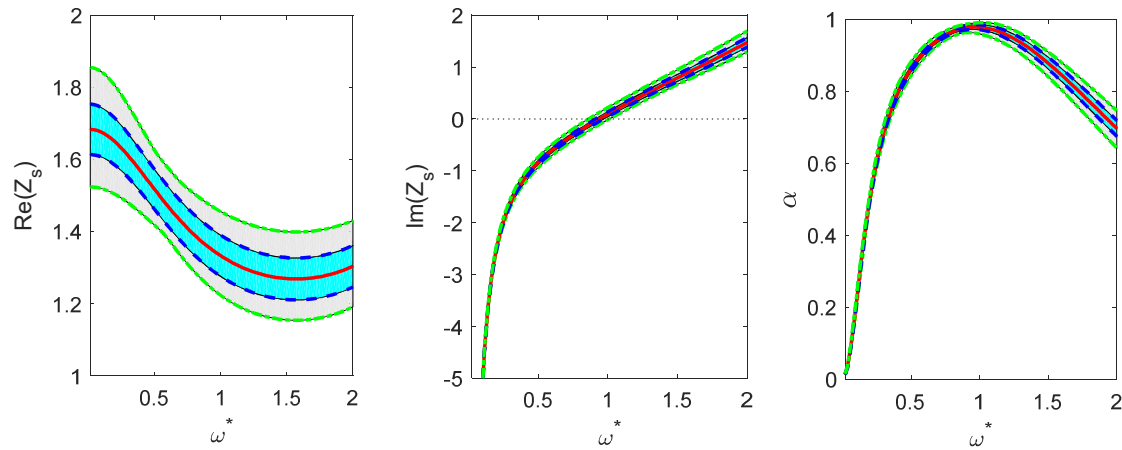


Figure 6.35 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values (higher *RPA*).

The POA of MPP is the dominant parameter even if the flow resistivity of the screen is higher. On the other hand, the *SI* of the *RPA* on the reactance is around 90% in Fig. 6.34 when $\omega^* < 0.5$ while it is around 10% in Fig. 6.32. A higher resistive screen affects the reactance of the liner at low frequencies. The resonance of the liner is controlled by the *POA* (Fig. 6.34) and the absorption frequency band is still interesting (Fig. 6.35).

Finally, the orifice Mach number is considered variable in the following. The variability of the all inputs parameters is set to 10% as shown in Table 6.5.

Tableau 6.5 Lower and upper bounds of the input parameters for MPP absorber with resistive screen.

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage open area	POA (%)	8	7.2	8.8
Ratio of hole diameter by the thickness	d^*	1	0.9	1.1
Ratio of cavity depth by the thickness	D^*	30	27	33
Resistance per unit area of the screen	RPA	2	1.8	2.2
Orifice Mach number	M_a	0.1	0.09	0.11

Figure 6.36 illustrates the sensitivity indexes of the inputs and the mean values of the outputs are presented in Fig. 6.37.

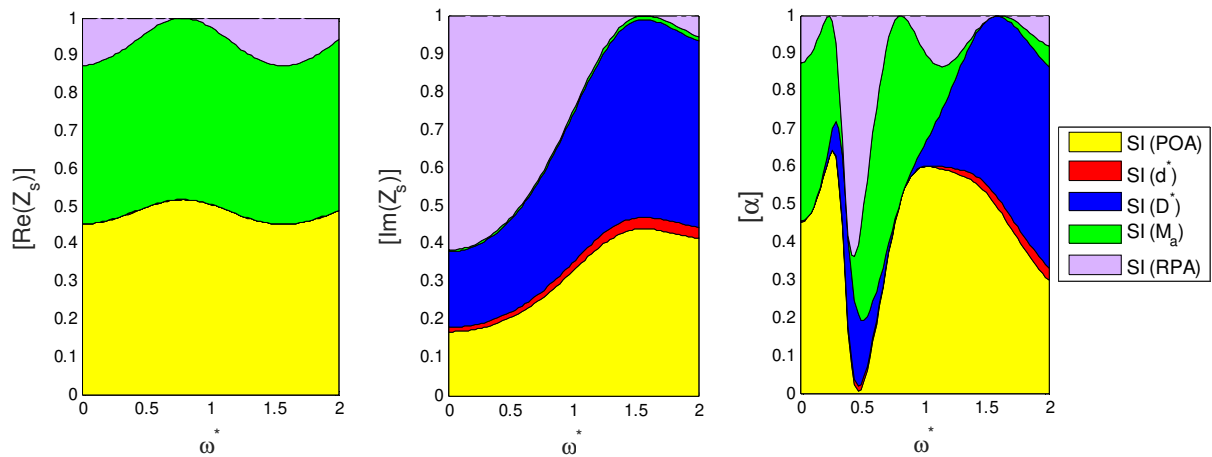


Figure 6.36 First-order (SI) indexes of acoustic liner: effects on the normalized surface impedance and the sound absorption coefficient of the liner (M_a variable).

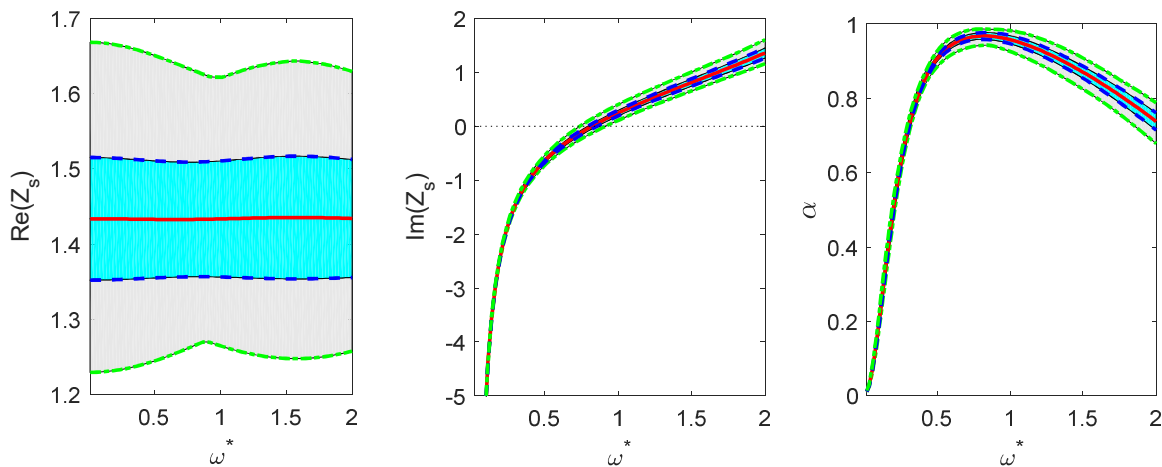


Figure 6.37 Statistics of the set of outputs: mean value; mean value \pm standard deviation, minimum and maximum values (M_a variable).

The *SI* of the *POA* on the resistance of the liner (Fig. 6.36) is 47% while the *SI* of M_a is around 45%. Those two inputs define the resistance in the nonlinear regime; the *SI* of the *RPA* is about 8%. The orifice Mach number doesn't affect the reactance of the liner while the effect of the *POA* on the sound absorption coefficient is the more important. The absorption frequency band is large (Fig. 6.37).

6.9 Conclusion

A nonlinear acoustic impedance model based on equivalent fluid approach was presented in this paper and was used with the transfer matrix method to predict the acoustic response of a composite absorber made of a MPP, a resistive screen inserted into the air cavity and a rigid wall. It was shown that the resistive screen improves the acoustic performances of the MPP absorber when the *POA* of MPP is correctly selected and for low *POA*, the composite absorber is more resistive in the nonlinear regime so that it becomes poor in sound absorption. It was demonstrated that the orifice Mach number reduces the tortuosity of MPP and sensitivity analysis results illustrate that the effect of the resistance per unit area of the screen dominates the resistance and the sound absorption of the absorber in linear regime while the *POA* and the orifice Mach number are the important parameters which control the acoustic behavior of the absorber in the nonlinear regime.

6.10 Acknowledgment

This work is performed under GARDN project supported by Pratt & Whitney Canada and Federal government (BL-NCE) funds.

CHAPITRE 7

COMPLÉMENTS SUR LA MODÉLISATION DES LINERS SOUS HAUTS NIVEAUX DE PRESSION ACOUSTIQUE

7.1 Modélisation acoustique des plaques micro-perforées

On considère le liner SDOF suivant de la figure 3.1 du chapitre 3, constitué d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité d'air.

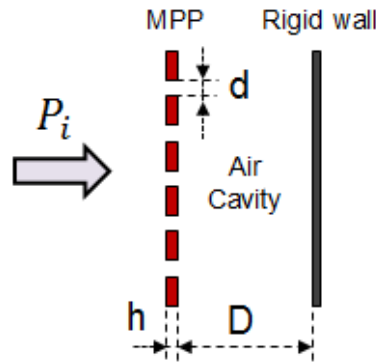


Figure 7.1 Liner SDOF

Dans cette section, nous proposons d'autres expressions pour l'impédance de la plaque micro-perforée sous hauts niveaux de pression acoustique avec des résultats de validation numérique. Dans le chapitre 3, le modèle d'impédance non linéaire proposé par la méthode du fluide équivalent s'écrit :

$$Z_{MPP} = j \frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{\sigma_i \phi}{j \omega \alpha_{\infty nl} \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty nl}^2}{\phi^2 \sigma_i^2 \Lambda^2}} \right), \quad (7.1)$$

Où la résistivité au passage de l'air σ_i en fonction de la pression incidente est donnée par

$$\sigma_i = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 c_0}{\pi h C_D^2} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2} \bar{P}_i (1 - \phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right], \quad (7.2)$$

La tortuosité de la plaque micro-perforée $\alpha_{\infty nl}$ s'écrit

$$\alpha_{\infty nl} = 1 + \frac{2\Psi}{h} 0.48\sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right] \left[1 + \frac{1}{(1-\phi^2)} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right) \right]^{-1} \quad (7.3)$$

Nous proposons ici d'autres expressions pour l'impédance de MPP. En effet, l'expression de base pour la résistivité au passage de l'air pour les hauts niveaux de pression donnée en équation (3.19) du chapitre 3 est

$$\sigma_t = \sigma + \zeta \rho_0 c_0 \frac{\theta_{nl}}{h}. \quad (7.4)$$

L'expression de σ_t en équation (7.2) est élaborée en utilisant la résistance non linéaire θ_{nl} donnée en équation (3.3) du chapitre 3. En effet, deux autres expressions peuvent être élaborées pour σ_t en utilisant θ_{nl} exprimée respectivement dans les équations (3.9) et (3.2). Si on utilise $\theta_{nl} = 1.59\phi^{-0.845} \left(\frac{d}{h} \right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0}$, alors la résistivité au passage de l'air σ_t est donnée par

$$\sigma_t = \sigma + 1.59\zeta \rho_0 \frac{\phi^{-0.845}}{h} \left(\frac{d}{h} \right)^{0.06} V_a. \quad (7.5)$$

La résistivité σ_t dans l'équation (A.5) en fonction de la pression incidente \bar{P}_i s'écrit

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta_1 \frac{\rho_0 c_0 \phi^{-0.845} d^{0.06}}{(1-\phi^2) h^{1.06}} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (7.6)$$

En utilisant la résistance non linéaire θ_{nl} donnée en équation (3.2) du chapitre 3 par $\theta_{nl} = \frac{(1-\phi^2)}{\phi c_0} V_a$, la résistivité au passage de l'air σ_t en fonction de la pression incidente \bar{P}_i s'écrit

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta_2 \frac{\rho_0 c_0}{h} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right]. \quad (7.7)$$

L'expression proposée pour σ_l (Eq. (7.2)) dans le chapitre 3 dépend du coefficient de décharge et celle donnée en équation (7.6) inclut le diamètre de perforation dans le terme non linéaire σ_{nl} donnée en équation 3.18 du chapitre 3.

Nous avons donc deux autres modèles en utilisant les équations (7.6) et (7.7) et le modèle d'impédance de la plaque micro-perforée est exprimée dans l'équation (7.1) avec la tortuosité en équation A.3. Par ailleurs, nous pouvons utiliser la résistivité au passage de l'air linéaire σ de la plaque micro-perforée dans l'expression de l'impédance au lieu de σ_l et ajouter un terme non linéaire résistif à l'impédance. Ainsi nous avons les 3 modèles suivants pour l'impédance normalisée de la plaque micro-perforée

$$Z_{MPP} = Z_p + \frac{h\sqrt{8\eta\omega/\rho_0}}{d\phi c_0} + \delta_1 \frac{(1-\phi^2)}{\pi\phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} \quad (7.8)$$

$$Z_{MPP} = Z_p + \frac{h\sqrt{8\eta\omega/\rho_0}}{d\phi c_0} + \delta_2 \phi^{-0.845} \left(\frac{d}{h}\right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0} \quad (7.9)$$

$$Z_{MPP} = Z_p + \frac{h\sqrt{8\eta\omega/\rho_0}}{d\phi c_0} + \delta_3 \frac{(1-\phi^2)}{\phi} \frac{V_a}{c_0} \quad (7.10)$$

L'expression $\sqrt{8\eta\omega/\rho_0}/(\phi c_0)$ est un terme proposé par Rayleigh [25] pour tenir compte de la viscosité supplémentaire causée par la vibration des particules d'air à proximité de l'ouverture des perforations de la plaque, l'impédance Z_p est donnée par

$$Z_p = j \frac{\omega h}{\phi c_0} \alpha_{\infty nl} \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \alpha_{\infty nl} \rho_0} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty nl}^2}{\phi^2 \sigma \Lambda^2}} \right) \quad (7.11)$$

Dans l'équation (7.11), la résistivité au passage de l'air linéaire σ de la plaque est utilisée.

Les figures 7.2 à 7.4 présentent une comparaison numérique des modèles avec les modèles non linéaires existants pour le coefficient d'absorption acoustique d'un liner SDOF. Le modèle 1 est celui présenté au chapitre 3, le modèle 2 est exprimé dans l'équation 7.6 et le modèle 3 dans l'équation (7.7). Les modèles 4 à 6 sont respectivement exprimés dans les équations 7.8 à 7.10. Les constantes $\beta = \beta_2 = 1.2$ et $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = 1$.

Sur la [figure 7.2](#), l'épaisseur de la plaque est 1 mm, le diamètre de perforation est 0.5 mm, le taux de perforation est 3%, la profondeur de cavité est 30 mm et le niveau de pression est 130 dB.

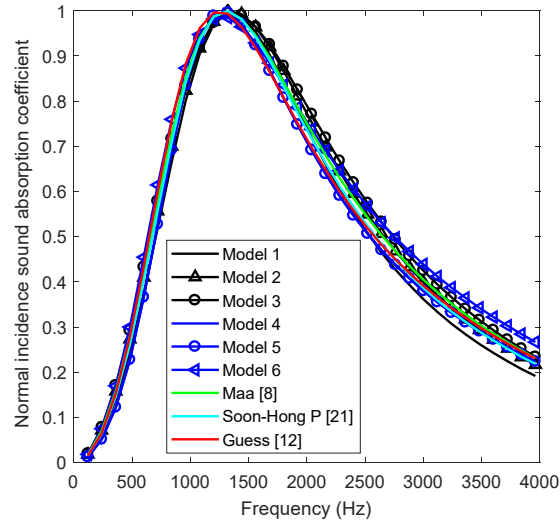


Figure 7.2 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=130 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.5 mm, POA=3%, depth of cavity=30 mm).

La [figure 7.2](#) montre que les modèles s'accordent avec ceux de la littérature. Sur la [figure 7.3](#), le taux de perforation est fixé à 4% avec un niveau de pression de 140 dB.

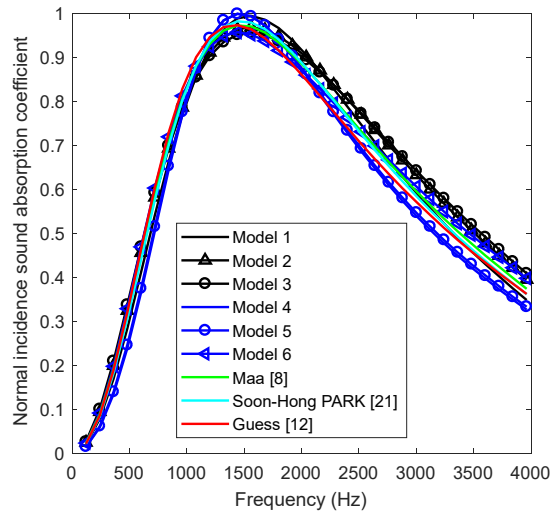


Figure 7.3 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=140 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=0.5 mm, POA=4%, depth of cavity=30 mm).

Enfin sur la [figure 7.4](#) qui montre une comparaison pour le coefficient d'absorption, l'épaisseur de la plaque est 1 mm, le diamètre de perforation est 1 mm, le taux de perforation est 5%, la profondeur de cavité est 40 mm et le niveau de pression est 145 dB.

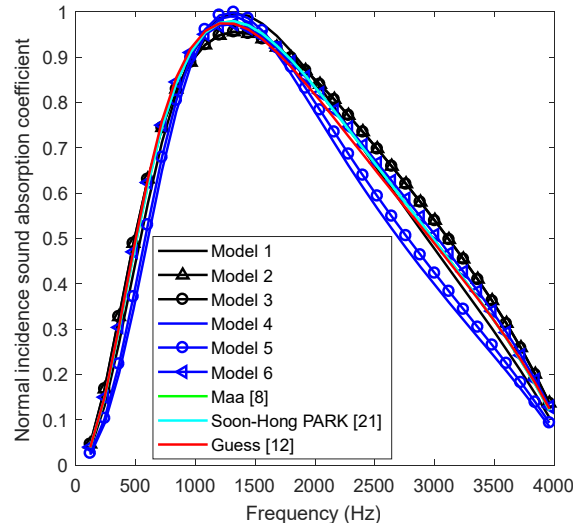


Figure 7.4 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (SPL=145 dB, thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, POA=5%, depth of cavity=40 mm).

Les [figures 7.3](#) et [7.4](#) présentent une bonne corrélation entre les modèles et ceux de la littérature.

7.2 Études paramétriques sur le liner SDOF

Les [figures 7.5](#) et [7.6](#) représentent respectivement la résistance acoustique normalisée et le coefficient d'absorption d'un liner SDOF en fonction de la fréquence et du niveau de pression acoustique (SPL). L'épaisseur de la plaque est de 1 mm, le diamètre de perforation est de 1 mm, le taux de perforation est de 4,5% et la profondeur de la cavité est de 25 mm.

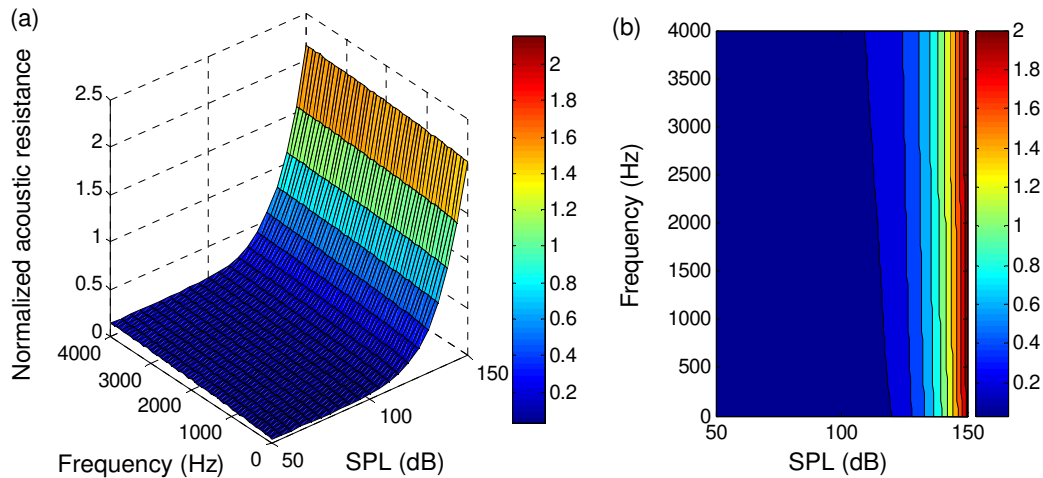


Figure 7.5 Normalized specific acoustic resistance of MPP absorber (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, perforation ratio=4.5%): (a) surface plot, (b) contour plot.

Les phénomènes non linéaires augmentent considérablement la résistance acoustique du liner. À faible niveau de pression ($\text{SPL} < 110 \text{ dB}$), la résistance normalisée est inférieure à 0,2 et augmente jusqu'à 2 à 150 dB.

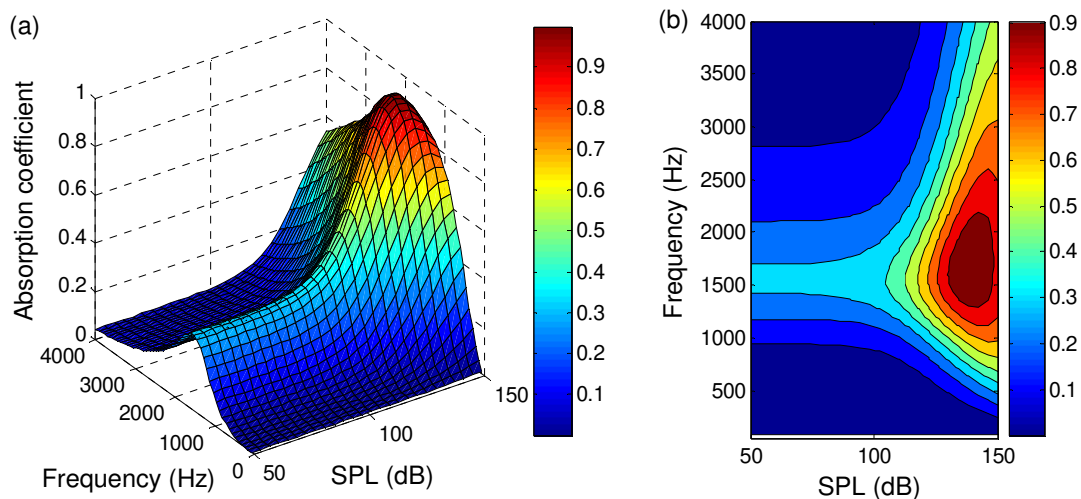


Figure 7.6 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.0 mm, perforation ratio=4.5%, cavity depth=25 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

On observe sur la [figure 7.6](#) que le pic du coefficient d'absorption acoustique devient plus élevé et la bande de fréquence d'absorption est plus grande lorsque le SPL augmente. Pour une faible excitation de la pression sonore, le pic maximal du coefficient d'absorption est faible et la bande de fréquence d'absorption est très faible en raison de la

faible valeur de la résistance spécifique (figure 7.5). Pour une plaque micro-perforée avec un diamètre de perforation inférieur à 1 mm et un faible taux de perforation, la résistance normalisée à une excitation de pression élevée peut devenir très importante de sorte que le liner ne soit pas efficace en absorption.

Le coefficient d'absorption acoustique d'un liner SDOF en fonction de la fréquence et du taux de perforation est illustré sur les figures 7.7 et 7.8. L'épaisseur de la plaque est de 1,2 mm, le diamètre de la perforation est de 0,8 mm et la profondeur de la cavité est de 28 mm. Sur la figure 7.7, le niveau de pression est de 110 dB tandis que sur la figure 7.8, il est de 140 dB.

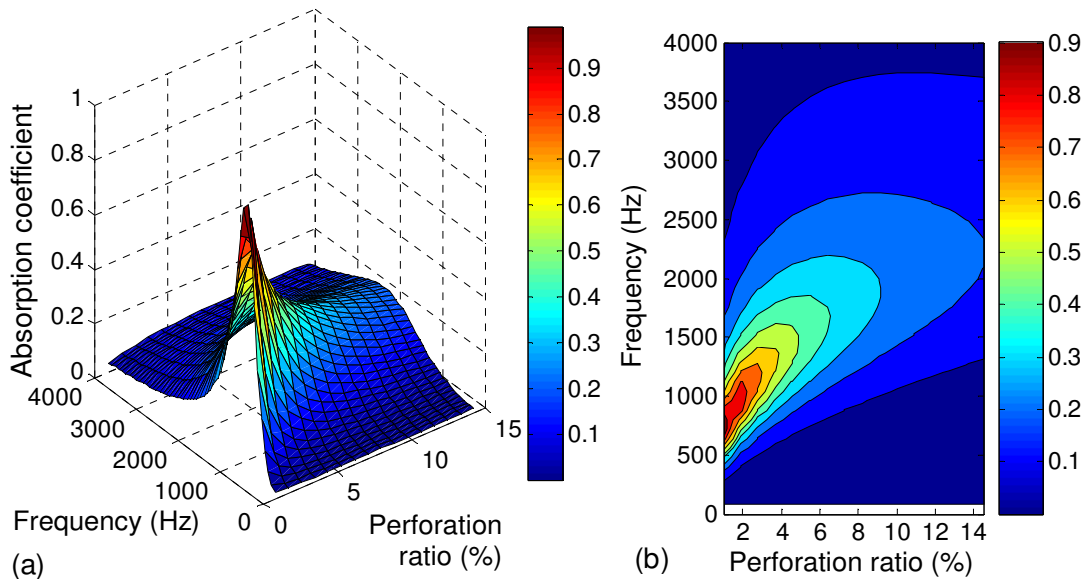


Figure 7.7 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=110 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, depth of cavity=28 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

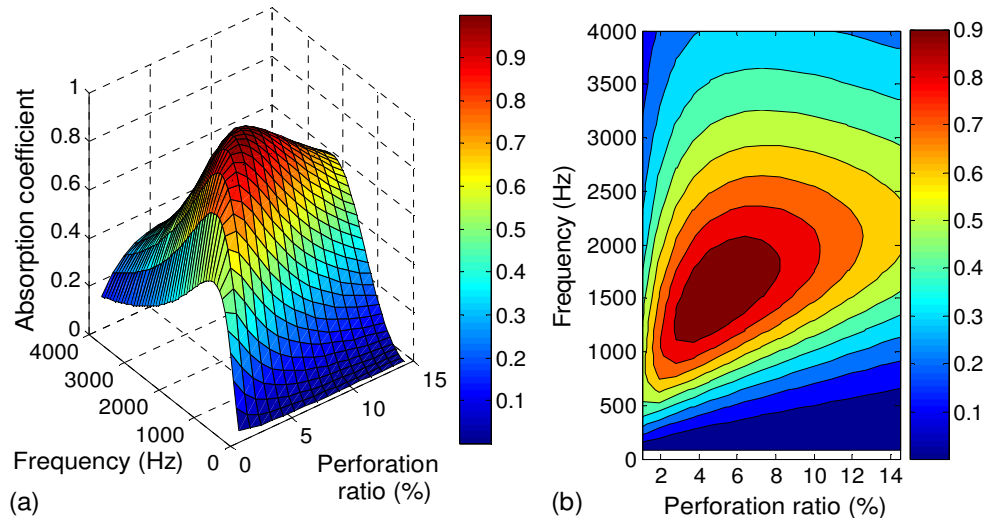


Figure 7.8 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber (SPL=140 dB, thickness=1.2 mm, hole diameter=0.8 mm, depth of cavity=28 mm): (a) surface plot, (b) contour plot.

Le coefficient d'absorption acoustique du liner SDOF à 110 dB sur la [figure 7.7](#) est très faible lorsque le taux de perforation dépasse 4% avec une bande de fréquence d'absorption très restreinte, mais à 140 dB ([Figure 7.8](#)), le coefficient d'absorption est plus important avec une bande de fréquence d'absorption plus large pour un taux de perforation situé entre 2% et 12%. Un liner SDOF avec un taux de perforation élevé est médiocre en absorption pour les faibles niveaux de pression acoustique.

7.3 Études expérimentales sur l'effet du SPL

Dans cette partie, nous présentons les résultats des tests expérimentaux réalisés sur les liners SDOF, DDOF et 3DOF pour illustrer l'effet du niveau de pression. Les mesures sont réalisées à l'aide d'un tube d'impédance à forts niveaux de pression pouvant aller à 155 dB illustré sur la [figure 7.9\(a\)](#). La technique de mesure avec deux microphones [\[33\]](#) est utilisée pour obtenir les caractéristiques acoustiques des liners testés et l'excitation acoustique est un bruit tonal.

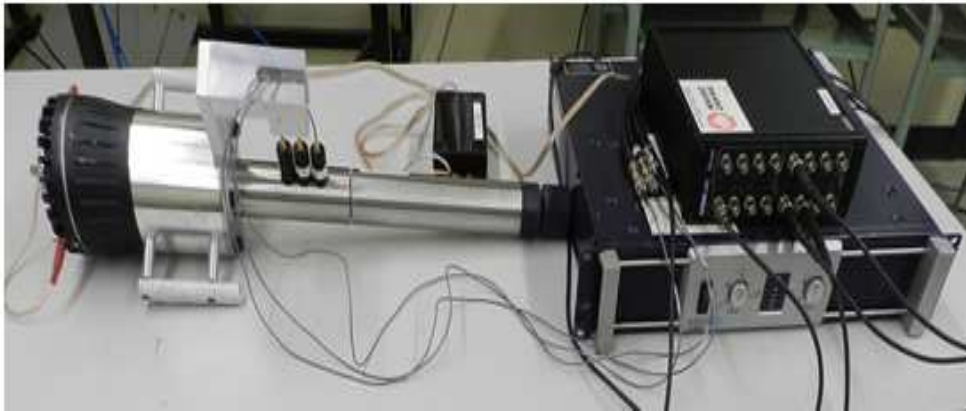


Figure 7.9 (a) Tube d'impédance à forts niveaux de pression

Le matériau à tester est monté dans un support qui est muni d'un piston pour régler la cavité en arrière. La [figure 7.9\(b\)](#) montre un exemple de liner monté dans le tube avec une plaque micro-perforée ayant un taux de perforation de 25.7%.



Figure 7.9 (b) Exemple de liner monté dans le tube d'impédance.

Les propriétés géométriques des plaques micro-perforées utilisées pour les liners SDOF, DDOF et 3DOF testés expérimentalement données respectivement dans les [Tableaux 7.1](#), [7.2](#) et [7.3](#).

Tableau 7.1 Propriétés de la plaque micro-perforée du liner SDOF

	Thickness (mm)	Hole diameter (mm)	Perforation ratio (%)
MPP	1.0	1.35	6.72

Tableau 7.2 Propriétés des plaques micro-perforées du liner DDOF

	Thickness (mm)	Hole diameter (mm)	Perforation ratio (%)
MPP #1	1.0	1.35	8.9
MPP #2	0.88	1.52	5.23

Tableau 7.3 Propriétés des plaques micro-perforées du liner 3DOF

	Thickness (mm)	Hole diameter (mm)	Perforation ratio (%)
MPP #1	1.0	1.45	8.3
MPP #2	1.0	1.45	7.78
MPP #3	1.0	1.35	4.9

Les figures 7.10 et 7.11 représentent l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption acoustique du liner SDOF qui a une profondeur de cavité de 32 mm.

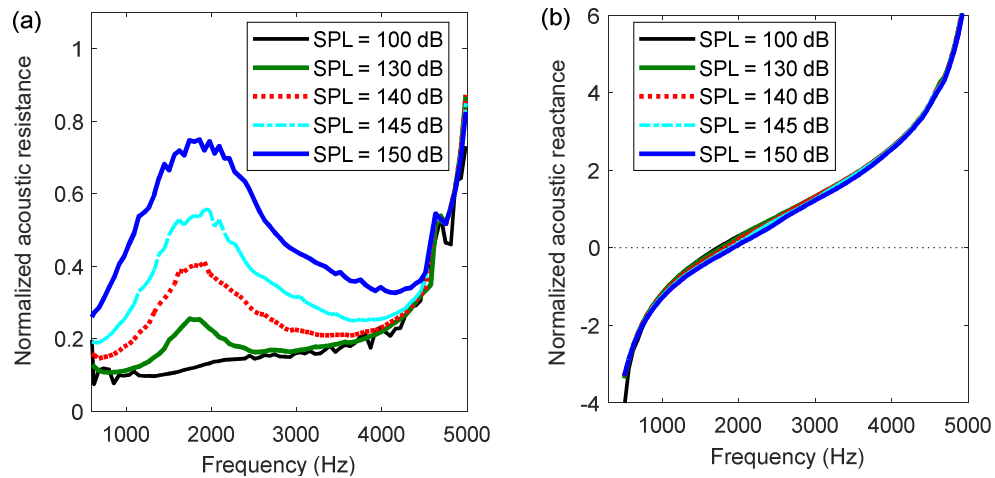


Figure 7.10 Normalized surface impedance of single layer MPP absorber for different SPL (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.35 mm, perforation ratio=6.72%, depth of cavity=32 mm)

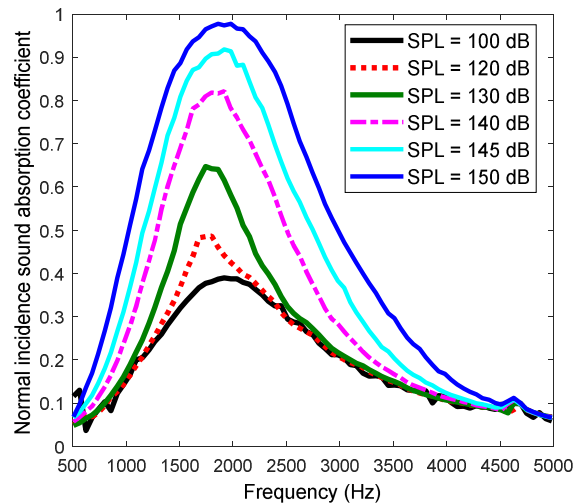


Figure 7.11 Normal incidence absorption coefficient of single layer MPP absorber for different SPL (thickness=1.0 mm, hole diameter=1.35 mm, perforation ratio=6.72%, depth of cavity=32 mm)

La résistance acoustique normalisée du liner (Fig. 7.10) augmente avec le niveau de pression alors que la réactance est presque inchangée. À 100 dB, la résistance normalisée qui est plus faible que 0.2 pour des fréquences inférieures à 4000 Hz est supérieure à 0.7 dans la gamme de fréquence [1560 Hz-2200 Hz] avec un max de 0.75 à la fréquence 1800 Hz pour un niveau de pression de 150 dB. En effet, les phénomènes non linéaires induits par les hauts niveaux de pression affectent de manière significative la résistance acoustique du liner. Ingard et Ising [10] ont observé une variation linéaire de la résistance acoustique de la plaque micro-perforée par rapport à la vitesse acoustique particulière dans la perforation qui dépend du SPL. Le coefficient d'absorption acoustique du liner SDOF montré sur la figure 7.11 augmente avec le niveau de pression ainsi que la bande de fréquence d'absorption. À 100 dB, le pic du coefficient d'absorption qui est de 0.39 à la fréquence 1900 Hz est passé à 0.98 à la fréquence 1980 Hz pour un niveau de 150 dB. La bande de fréquence d'absorption est de plus en plus large lorsque le niveau augmente, cela est en accord avec la simulation numérique présentée sur la figure A.6.

La figure 7.12 illustre le coefficient d'absorption pour le liner DDOF pour différents niveaux de pression. Les deux profondeurs de cavité du liner DDOF sont égales à 32 mm.

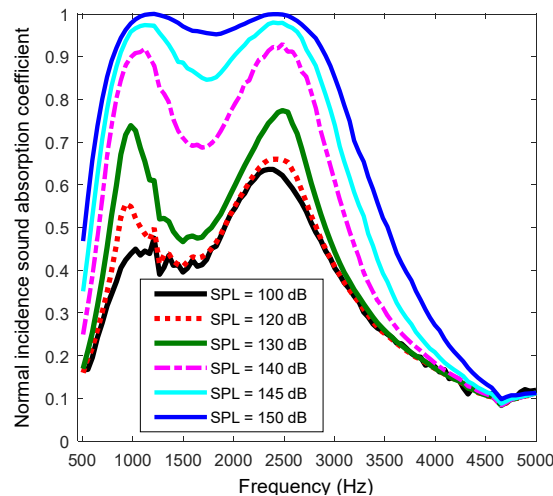


Figure 7.12 Normal incidence absorption coefficient of double layer MPP absorber for different SPL.

La figure 7.12 montre aussi que le coefficient d'absorption et la bande de fréquence d'absorption du liner DDOF augmentent avec le niveau de pression. Finalement, le coefficient d'absorption du liner 3DOF dont les trois profondeurs de cavité sont égales à 18 mm est présenté sur la figure 7.13.

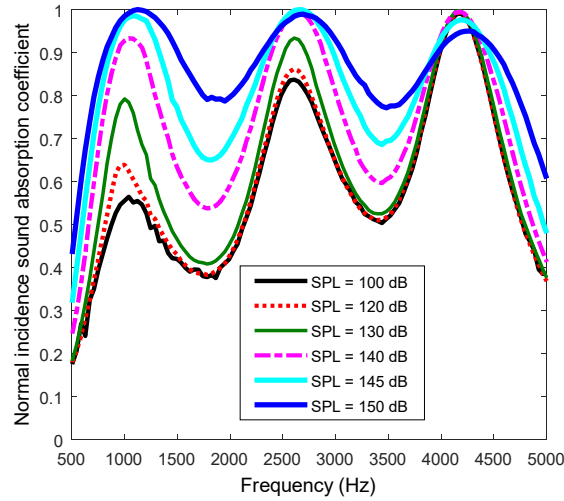


Figure 7.13 Normal incidence absorption coefficient of triple layer MPP absorber for different SPL.

Sur la [figure 7.13](#), on observe également que le coefficient d'absorption du liner 3DOF augmente avec le niveau de pression.

7.4 Études des paramètres critiques des systèmes absorbants micro-perforés

On considère le liner SDOF de la [figure 7.1](#). La réponse acoustique de la plaque micro-perforée dépend du niveau de pression acoustique incidente normale à la surface des perforations. L'impédance acoustique de la plaque micro-perforée dans le domaine non linéaire peut s'écrire

$$Z_{MPP} = R + j\chi, \quad (7.12)$$

Où R est la résistance acoustique normalisée du liner et χ la réactance.

7.4.1 Nombre de Mach critique de l'orifice de la plaque

La résistance normalisée R du liner résulte de la contribution de la résistance linéaire r_l qui est essentiellement générée par les effets visco-thermiques lorsque les dimensions de la plaque micro-perforée sont de l'ordre des couches limites visqueuses et thermiques de l'air et le terme non linéaire r_{nl} qui est engendré par les hauts niveaux de pression.

$$R = r_l + r_{nl}. \quad (7.13)$$

Ingard et Ising [10] ont montré que le terme non linéaire r_{nl} varie linéairement en fonction de la vitesse particulaire dans la perforation. Il peut s'écrire

$$r_{nl} = \frac{\xi_u V_a}{c_0}, \quad (7.14)$$

Où ξ_u est un paramètre qui dépend des propriétés géométriques de la plaque (Voir les équations 3.2, 3.3 et 3.3 du chapitre 3). La résistance R s'écrit alors

$$R = r_l + \frac{\xi_u V_a}{c_0} = r_l + \xi M_a, \quad (7.15)$$

Où $M_a = V_a / c_0$ est le nombre de Mach de l'orifice. Il ne s'agit pas ici du nombre de Mach de l'écoulement d'air. L'impédance de surface du liner est donnée par

$$Z_s = Z_{MPP} - j \cot(k_0 D). \quad (7.16)$$

Le coefficient d'absorption acoustique du liner SDOF est calculé par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re}\{Z_s\}}{(1 + \operatorname{Re}\{Z_s\})^2 + (\operatorname{Im}\{Z_s\})^2}, \quad (7.17)$$

Où $\operatorname{Re}\{Z_s\}$ désigne la partie réelle de l'impédance de surface et $\operatorname{Im}\{Z_s\}$ la partie imaginaire. À la résonance du liner, la partie imaginaire de l'impédance de surface est nulle ($\operatorname{Im}\{Z_s\} = 0$) et le coefficient d'absorption maximal α_M est donné par

$$\alpha_M = \frac{4 \operatorname{Re}\{Z_s\}}{(1 + \operatorname{Re}\{Z_s\})^2} = \frac{4R}{(1 + R)^2}. \quad (7.18)$$

En remplaçant l'équation (A.15) dans l'équation (A.18), on obtient :

$$\alpha_M = \frac{4(r_l + \xi_u M_a)}{(1 + r_l + \xi_u M_a)^2}. \quad (7.19)$$

Pour trouver le nombre de Mach critique de la perforation, on dérive l'équation (7.19) par rapport à M_a

$$\frac{\partial \alpha_M}{\partial M_a} = \frac{4\xi_u (1 - r_l - \xi M_a)}{(1 + r_l + \xi M_a)^3}. \quad (7.20)$$

Le nombre de Mach critique de l'orifice M_c annule la dérivée donnée dans l'équation (7.20), soit

$$1 - r_l - \xi_u M_c = 0 \quad (7.21)$$

Ainsi on obtient

$$M_c = \frac{1 - r_l}{\xi_u}. \quad (7.22)$$

La figure 7.14 représente le coefficient d'absorption maximal en fonction du nombre de Mach de l'orifice

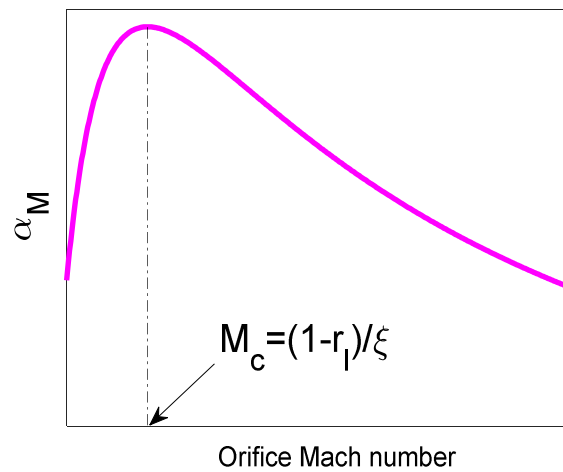


Figure 7.14 Sound absorption coefficient with respect to the orifice Mach number.

La figure 7.14 montre que le coefficient d'absorption acoustique α_M augmente jusqu'à être maximal au nombre de Mach critique M_c et continue toujours de décroître après le nombre critique de la perforation. L'absorption maximale du liner est alors obtenue pour la valeur du nombre de Mach critique. Ceci a été démontré par Tayong et al. [20].

La figure 7.15 montre le coefficient d'absorption α_M du liner (équation 7.18) en fonction de la résistance R .

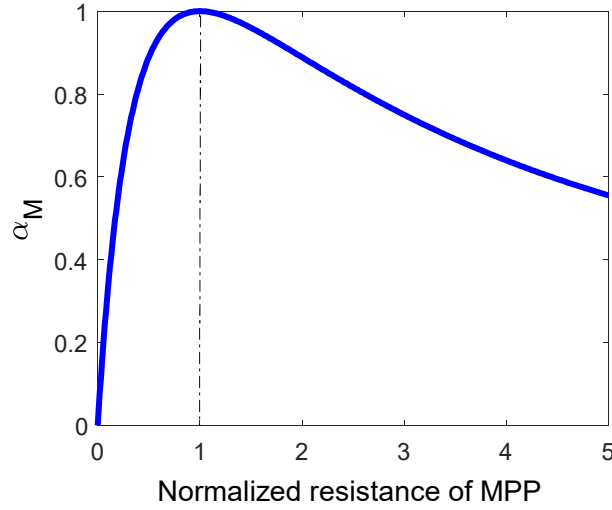


Figure 7.15 Sound absorption coefficient of the liner

Sur la [figure 7.15](#), on voit que le coefficient d'absorption α_M qui correspond à une réactance nulle vaut 1 (100%) lorsque la résistance normalisée du liner R est 1 c'est-à-dire la résistance de l'air. Lorsque la résistance R du liner est inférieure à 1 ou supérieure à 1, le liner n'est pas efficace en absorption. La valeur optimale de la résistance R est donc l'unité.

Pour déterminer l'expression du nombre de Mach critique de l'orifice M_c , nous utilisons la résistance linéaire normalisée de la plaque micro-perforée proposée par Maa [\[5\]](#) qui s'écrit :

$$r_l = \frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32h} \right], \quad (7.23)$$

Avec $x = d\sqrt{\omega\rho_0/4\eta}$. La résistance non linéaire proposée par Soon-Hong Park [\[21\]](#) est

$$r_{nl} = 1.59\phi^{-0.845} \left(\frac{d}{t} \right)^{0.06} \frac{V_a}{c_0} = \frac{\xi_u V_a}{c_0} \rightarrow \xi_u = 1.59\phi^{-0.845} \left(\frac{d}{t} \right)^{0.06}. \quad (7.24)$$

En remplaçant les équations (7.23) et (7.24) dans (7.22), on obtient l'expression de M_c

$$M_c = \frac{\left(1 - \frac{32\eta t}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32t} \right] \right)}{1.59\phi^{-0.845} (d/t)^{0.06}}, \quad (7.25)$$

L'équation (7.25) montre que M_c dépend des propriétés de l'air et des paramètres géométriques de la plaque micro-perforée. Il peut être calculé pour chaque plaque micro-perforée, il est ainsi une caractéristique de la plaque.

Le nombre de Mach de l'orifice M_a peut être exprimée en fonction de la pression incidente sur la surface de la perforation. En effet la valeur rms de la vitesse particulaire \bar{V}_a dans l'orifice en fonction de la pression incidente \bar{P}_i est donnée par [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i}{\rho_0 c_0^2} \frac{(1-\phi^2)}{\phi^2}} \right]. \quad (7.26)$$

Ainsi le nombre de Mach de l'orifice M_a en fonction de la pression incidente est

$$M_a = \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i}{\rho_0 c_0^2} \frac{(1-\phi^2)}{\phi^2}} \right]. \quad (7.27)$$

Pour un niveau de pression incidente L_{P_i} , la pression \bar{P}_i est calculée par $\bar{P}_i = P_{ref} 10^{L_{P_i}/20}$ avec P_{ref} la pression de référence ($P_{ref} = 20 \mu Pa$).

Pour une plaque micro-perforée donnée, le niveau de pression SPL_c pour lequel la valeur du nombre de Mach de l'orifice M_a dans l'équation (7.27) correspond au nombre de Mach critique M_c (équation (7.25)) est le niveau SPL où l'absorption avec cette plaque sera maximale ; lorsqu'on dépasse SPL_c , l'absorption va toujours baisser.

La figure suivante (Fig. 7.16) montre le nombre de Mach critique de l'orifice M_c (équation (7.25)) en fonction de la fréquence et du taux de perforation pour une plaque micro-perforée d'épaisseur 1 mm et de diamètre de perforation 1 mm.

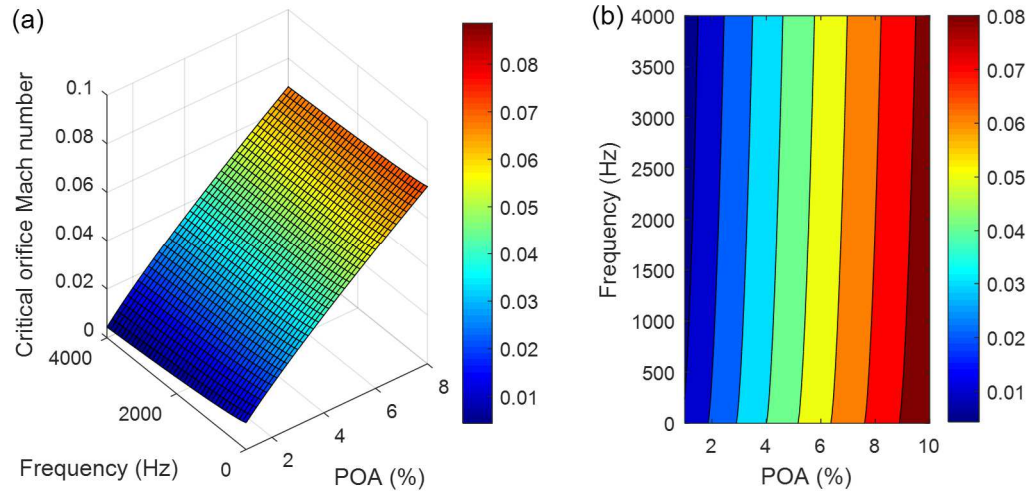


Figure 7.16 Critical orifice Mach number of MPP, hole diameter=1 mm, thickness=1 mm: (a) surface plot, (b) contour plot.

Le nombre de Mach critique M_c varie presque linéairement en fonction du taux de perforation de la plaque.

La [figure 7.17](#) représente le nombre de Mach de l'orifice exprimé dans l'équation (7.27) en fonction du niveau de pression et du taux de perforation.

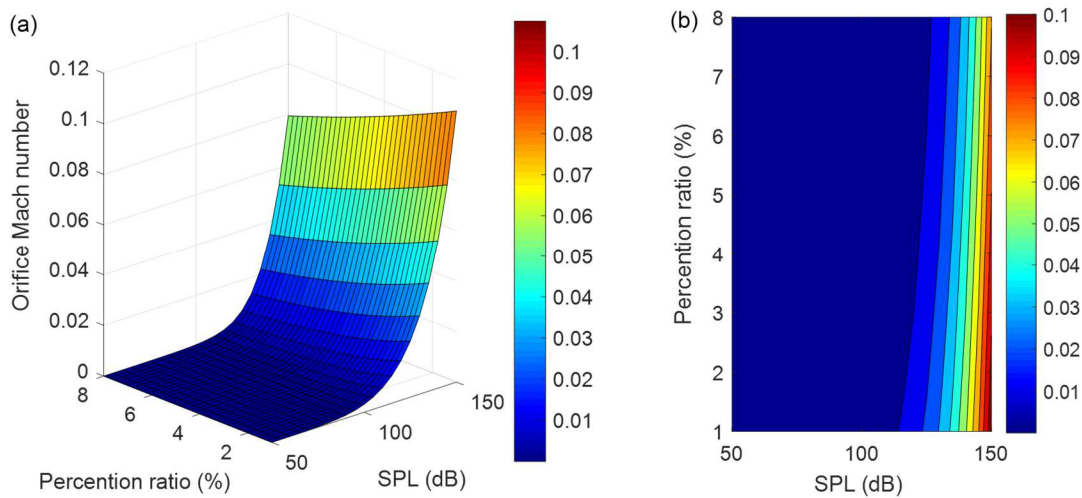


Figure 7.17 Orifice Mach number : (a) surface plot, (b) contour plot.

Pour des niveaux de pression acoustique inférieurs à 100 dB, le nombre de March de l'orifice tend vers zéro ce qui indique une vitesse particulaire très faible dans la perforation et cela correspond au régime linéaire. Au-dessus de 100 dB, le nombre de Mach de l'orifice augmente significativement en fonction du SPL.

7.4.2 Le taux de perforation critique de la plaque

Pour trouver l'expression du taux de perforation critique de la plaque micro-perforée ϕ_c , on utilise le coefficient d'absorption maximal α_M qui est donné dans l'équation (7.18) par $\alpha_M = 4R/(1+R)^2$ et on la dérive par rapport au taux de perforation ϕ ce qui donne

$$\frac{\partial \alpha_M}{\partial \phi} = \frac{4(1+R) \partial R / \partial \phi - 8R \partial R / \partial \phi}{(1+R)^3}. \quad (7.28)$$

La valeur critique du taux de perforation est celle qui annule l'équation (7.28), soit

$$4(1+R) \partial R / \partial \phi - 8R \partial R / \partial \phi = 0 \rightarrow (1-R) \frac{\partial R}{\partial \phi} = 0. \quad (7.29)$$

La résistance nonlinéaire r_{nl} dans l'équation (7.13) est donnée dans l'équation 3.3 du chapitre 3 par

$$r_{nl} = \frac{4}{3\pi} \frac{(1-\phi^2)}{\phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} \quad (7.30)$$

Pour un taux de perforation faible, le terme ϕ^2 est négligeable devant 1 et la résistance r_{nl} devient

$$r_{nl} = \frac{4}{3\pi \phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0}. \quad (7.31)$$

Dans l'équation, on peut vérifier que $\partial R / \partial \phi$ ne peut pas s'annuler. En effet, la résistance R s'écrit

$$R = \frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32h} \right] + \frac{4}{3\pi \phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} \quad (7.32)$$

La variation de R par rapport à ϕ donne

$$\frac{\partial R}{\partial \phi} = - \left(\frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 \phi^2 d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}xd}{32h} \right] + \frac{4}{3\pi \phi^2 C_D^2} \frac{V_a}{c_0} \right). \quad (7.33)$$

L'équation (7.33) ne peut pas s'annuler, alors pour trouver le taux de perforation critique, on prend $1 - R = 0$ dans l'équation (7.29) et cela nous donne

$$\frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 \phi d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2} x d}{32 h} \right] + \frac{4}{3\pi \phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} = 1 \quad (7.34)$$

On tire ainsi l'expression du taux de perforation critique ϕ_c à partir de l'équation (7.34)

$$\phi_c = \frac{32\eta h}{\rho_0 c_0 d^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2} x d}{32 h} \right] + \frac{4}{3\pi C_D^2} \frac{V_a}{c_0}. \quad (7.35)$$

Une démarche similaire permet de trouver l'expression de l'épaisseur critique de la plaque micro-perforée h_c qui s'écrit

$$h_c = \left(1 - \frac{4}{3\pi} \frac{(1 - \phi^2)}{\phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} - \frac{\sqrt{2} x \eta}{\rho_0 c_0 \phi d} \right) \frac{\rho_0 c_0 \phi d^2}{32\eta \sqrt{1 + x^2 / 32}}. \quad (7.36)$$

De la même manière, le diamètre de perforation critique de plaque micro-perforée d_c est

$$d_c = \frac{\sqrt{2}}{2G} \sqrt{K + \sqrt{K^2 + 4G^2}} \quad (7.37)$$

$$\text{Avec } K = \frac{\rho_0 \omega}{128\eta} \quad \text{et} \quad G = \frac{\rho_0 c_0 \phi}{32\eta h} \left(1 - \frac{4}{3\pi} \frac{(1 - \phi^2)}{\phi C_D^2} \frac{V_a}{c_0} - \frac{\sqrt{2\omega\rho_0\eta}}{2\rho_0 c_0 \phi} \right).$$

La figure 7.18 présente le taux de perforation critique pour une plaque micro-perforée d'épaisseur 1 mm en fonction du diamètre de perforation et de la fréquence. Le nombre de Mach de l'orifice M_a est de 0.1.

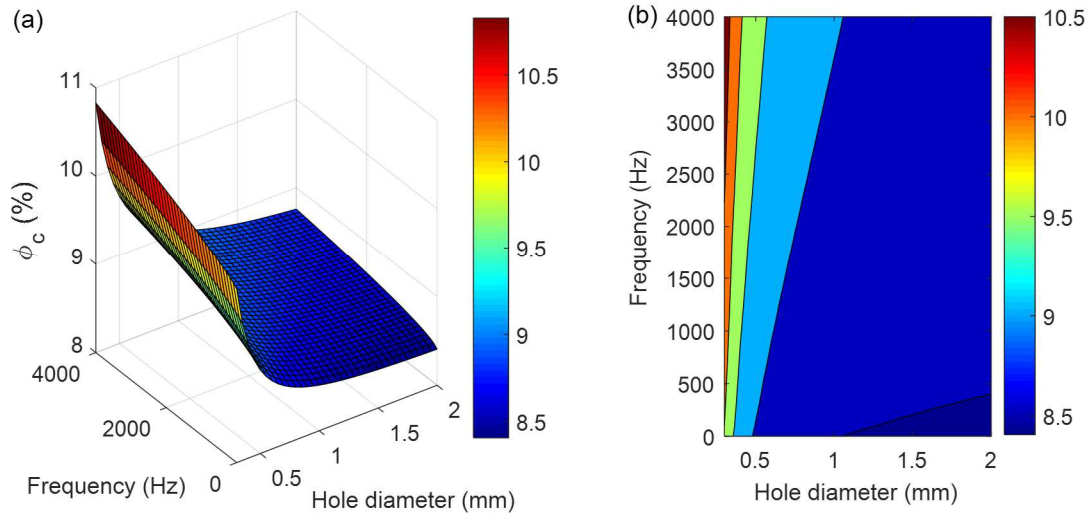


Fig 7.18 Critical perforation ratio of MPP, thickness=1 mm, $M_a = 0.1$.

Le taux de perforation critique de la plaque micro-perforée décroît en fonction du diamètre de perforation.

La [figure 7.19](#) montre le coefficient d'absorption α_M en fonction du taux de perforation (POA) de la plaque et de la fréquence pour un niveau de pression de 140 dB.

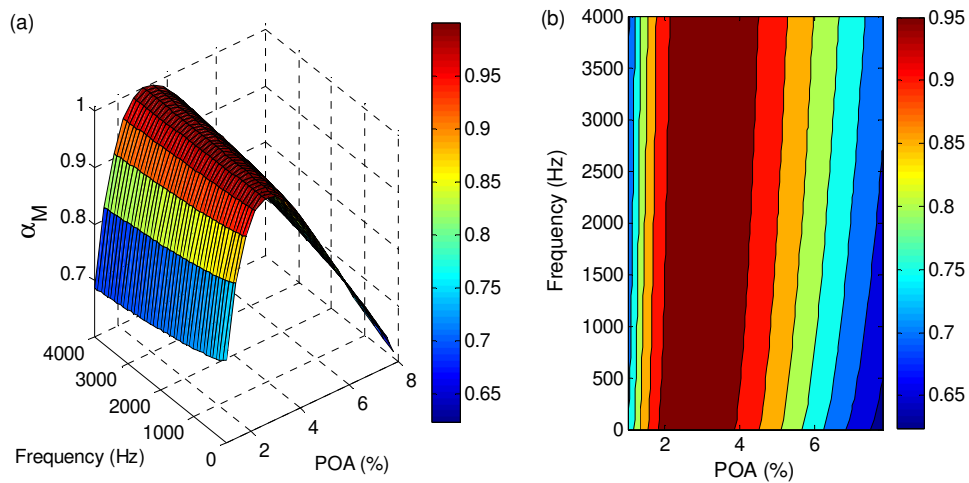


Figure 7.19 Maximum absorption coefficient, hole diameter=1 mm, thickness=1 mm, SPL=140 dB

Le coefficient d'absorption α_M croît en fonction du taux de perforation jusqu'à la valeur du taux de perforation critique ϕ_c puis décroît. Le taux de perforation critique ϕ_c est une valeur où l'absorption est maximale.

Sur la [figure 7.20](#), le coefficient d'absorption α_M est représenté en fonction du du niveau de pression et de la fréquence pour un liner dont la plaque a une épaisseur de 1 mm, un diamètre de perforation de 1 mm et un POA de 5%

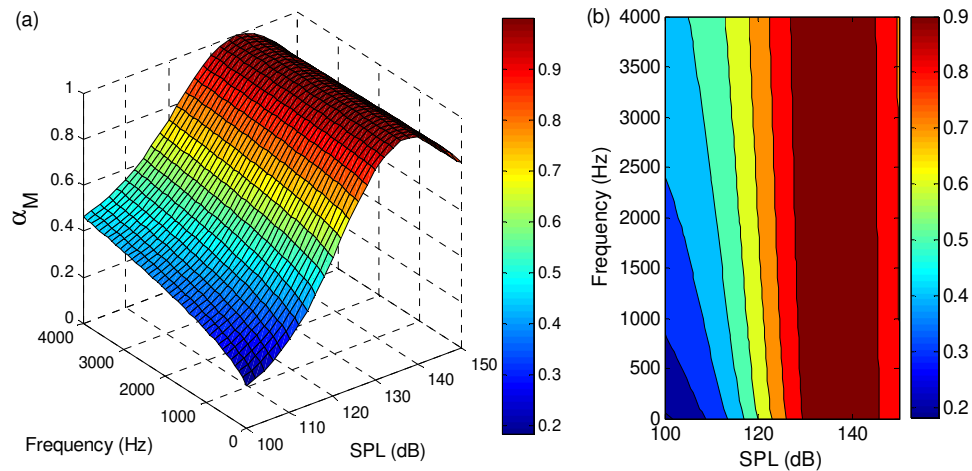


Figure 7.20 Maximum absorption coefficient, hole diameter = 1 mm, thickness = 1 mm, POA = 5%.

On voit sur la [figure 7.20](#) que le coefficient d'absorption α_M augmente avec le SPL jusqu'au SPL_c qui correspond à la valeur du nombre de Mach critique de la plaque puis il décroît. En dépassant le niveau SPL_c , l'absorption du liner chute.

Sur la [figure 7.21](#), on montre les indices de sensibilité du premier ordre pour un niveau de pression constant de 100 dB pour le nombre de Mach critique, le taux de perforation critique et le coefficient d'absorption α_M qui sont exprimés respectivement dans les équations [7.25](#), [7.35](#) et [7.18](#). Les valeurs nominales des paramètres d'entrée pour une variabilité de 10% sont données dans le [Tableau 7.4](#).

Tableau 7.4 Paramètres d'entrée

Parameter	Variable	Nominal	Min	Max
Percentage Open Area	POA (%)	6	5.4	6.6
Hole diameter	d (mm)	1	0.9	1.1
Thickness of MPP	t (mm)	1	0.9	1.1
Depth of Cavity	D (mm)	30	27	33

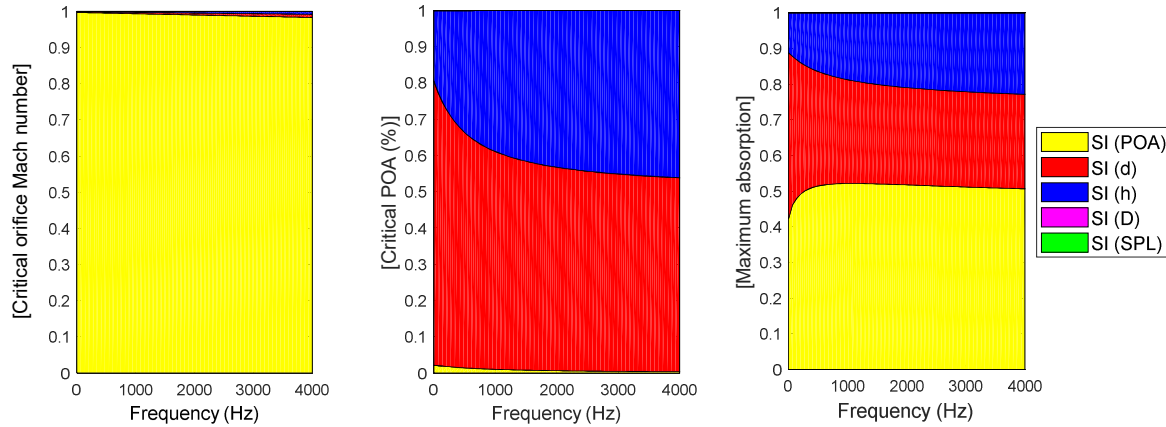


Figure 7.21 : Indices de sensibilité du premier ordre pour SPL=100 dB.

Pour un niveau de pression de 100 dB, le nombre de Mach critique de l'orifice est complètement affecté par le taux de perforation avec un indice de presque 100%. L'indice de sensibilité du diamètre de perforation et de l'épaisseur de la plaque sont respectivement de 60 et 39% pour le taux de perforation critique ϕ_c de la plaque. Pour le coefficient d'absorption α_M , l'indice du POA est de 50%, celui du diamètre de perforation est 35% et celui de l'épaisseur est de 15%. Lorsqu'on augmente le niveau de pression, le taux de perforation devient le paramètre dominant.

7.5 Méthode de modélisations des liners DDOF

La figure 7.22 représente un liner DDOF, à deux degrés de liberté constitué de deux plaques micro-perforées MPP₁ et MPP₂ et de deux profondeurs de cavité D₁ et D₂.

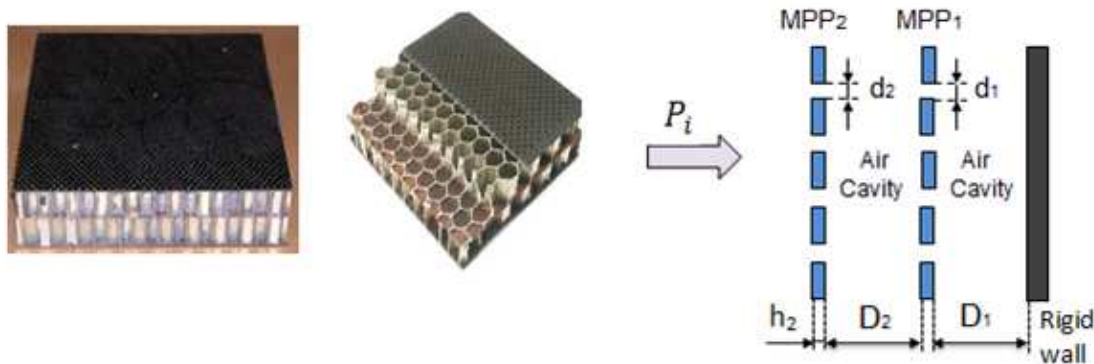


Figure 7.22 Liner à deux degrés de liberté (DDOF)

On présente dans ce qui suit les différentes méthodes de modélisation de ces liners DDOF dans le but d'obtenir leurs réponses acoustiques.

7.5.1 La méthode du Circuit Équivalent

Maa [5] a obtenu l'impédance acoustique d'un liner DDOF en utilisant l'analogie d'un circuit électrique équivalent qui est donné par la figure suivante :

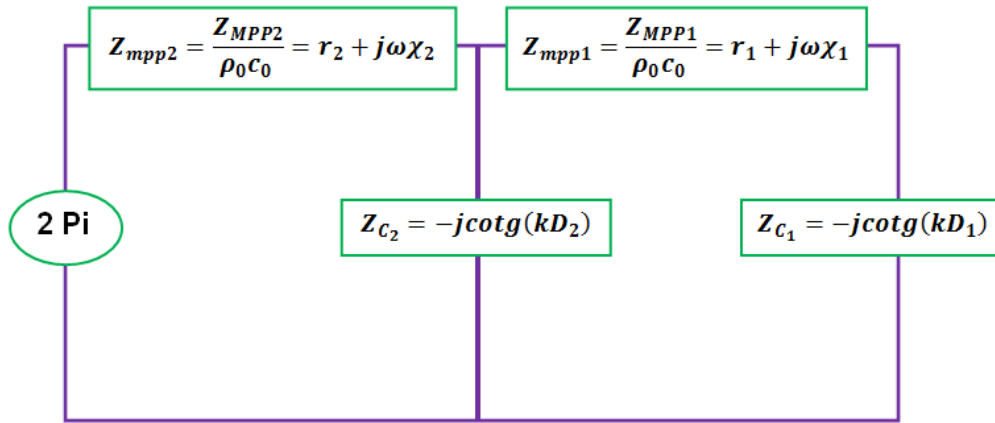


Figure 7.23 Schéma électrique équivalent représentant un liner DDOF

Sur la figure A.22, Z_{mpp1} et Z_{mpp2} représentent les impédances acoustiques normalisées respectives des deux plaques micro-perforées MPP₁ et MPP₂. L'impédance à la surface de la plaque micro-perforée MPP₁ est

$$Z_{s1} = Z_{mpp1} + Z_{c1}. \quad (7.38)$$

Les impédances Z_{s1} et Z_{c2} sont en parallèle alors l'expression de l'impédance à la surface Z_s du liner à deux degrés de liberté est :

$$Z_s = Z_{mpp2} + \frac{Z_{s1}Z_{c2}}{Z_{s1} + Z_{c2}}. \quad (7.39)$$

En remplaçant l'équation A.38 dans l'équation A.39, l'impédance Z_s s'écrit alors

$$Z_s = Z_{mpp2} + \frac{Z_{c2}(Z_{mpp1} + Z_{c1})}{Z_{mpp1} + Z_{c1} + Z_{c2}}. \quad (7.40)$$

7.5.2 La méthode de matrice de transfert

La méthode de la matrice de transfert permet d'exprimer les paramètres physiques d'une extrémité d'une couche en fonction des paramètres physiques de l'autre extrémité de cette couche [3]. La matrice associée à la plaque MPP₁ couplée avec la cavité d'air de profondeur D_1 est :

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & Z_{MPP1} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) & j\rho_0 c_0 \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) \\ \frac{j}{\rho_0 c_0} \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_1\right) \end{bmatrix}. \quad (7.41)$$

De la même manière, la matrice associée à la plaque MPP₂ couplée à la cavité d'air de profondeur D_2 s'écrit :

$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 & Z_{MPP2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) & j\rho_0 c_0 \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) \\ \frac{j}{\rho_0 c_0} \sin\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c_0} D_2\right) \end{bmatrix}. \quad (7.42)$$

Ainsi la matrice associée à tout le liner à deux degrés de liberté est :

$$T = M_2 M_1. \quad (7.43)$$

L'impédance à la surface Z_s du liner est donnée par :

$$Z_s = \frac{T(1,1)}{T(2,1)}. \quad (7.44)$$

7.5.3 La méthode d'impédance de transfert

Zou et al. [70] ont relevé que le coefficient d'absorption obtenu avec la méthode du circuit équivalent n'est pas conforme avec les résultats de l'expérimentation pour certaines fréquences. Ils ont proposé une méthode d'impédance de transfert pour déterminer le coefficient d'absorption d'un liner DDOF.

On considère la propagation d'onde acoustique à travers le liner DDOF illustré sur la figure 7.24 où A_1 , A_2 et A_3 sont les amplitudes des pressions incidentes et B_1 , B_2 et B_3 sont les amplitudes des pressions des ondes réfléchies.

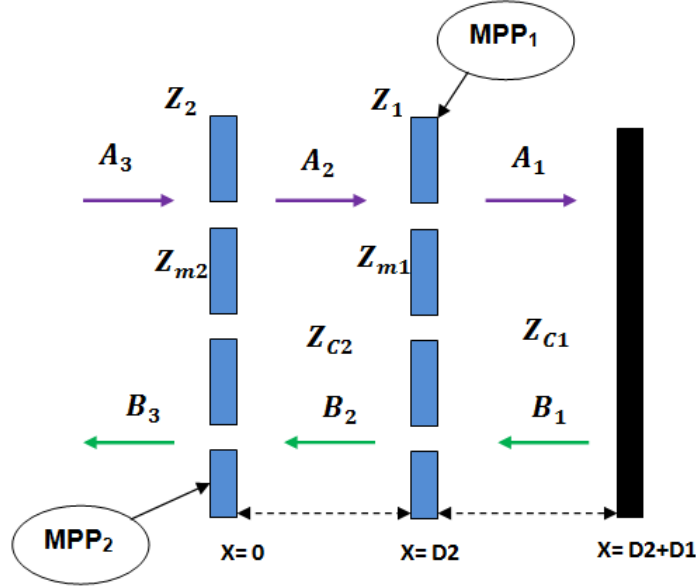


Figure 7.24 Propagation d'onde à travers le Liner DDOF

On note Z_{m1} et Z_{m2} , les impédances acoustiques des plaques MPP₁ et MPP₂ ; Z_1 et Z_2 sont les impédances à la surface de chaque plaque.

Dans la région 1, les expressions des pressions et vitesses sont :

$$p_1 = A_1 e^{-jk_0 x} + B_1 e^{jk_0 x}, \quad (A.45)$$

$$u_1 = \frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{1}{Z_0} (A_1 e^{-jk_0 x} - B_1 e^{jk_0 x}). \quad (7.46)$$

Au niveau du mur rigide $x=D_1+D_2$, la vitesse est nulle ce qui nous donne :

$$u_1|_{x=D_1+D_2} = \frac{1}{Z_0} (A_1 e^{-jk_0(D_1+D_2)} - B_1 e^{jk_0(D_1+D_2)}) = 0. \quad (7.47)$$

A partir de l'équation (7.47), on tire :

$$\frac{B_1}{A_1} = e^{-2jk_0(D_1+D_2)}. \quad (7.48)$$

L'impédance dans la région 1 est donnée par

$$Z_{c1} = \frac{p_1}{u_1} \Big|_{x=D_2} = Z_0 \frac{A_1 e^{-jk_0 D_2} + B_1 e^{jk_0 D_2}}{A_1 e^{-jk_0 D_2} - B_1 e^{jk_0 D_2}} = Z_0 \frac{1 + \frac{B_1}{A_1} e^{2jk_0 D_2}}{1 - \frac{B_1}{A_1} e^{2jk_0 D_2}} \quad (7.49)$$

En remplaçant l'équation (7.48) dans (7.49) on obtient :

$$Z_{c1} = Z_0 \frac{1 + e^{-2jk_0 D_1}}{1 - e^{-2jk_0 D_1}} = Z_0 \frac{e^{jk_0 D_1} + e^{-jk_0 D_1}}{e^{jk_0 D_1} - e^{-jk_0 D_1}} \quad (7.50)$$

L'équation (7.50) s'écrit

$$Z_{c1} = -jZ_0 \cot(k_0 D_1) \quad (7.51)$$

L'impédance à la surface de la plaque MPP1 s'écrit :

$$Z_1 = Z_{m1} + Z_{c1} = Z_{m1} - jZ_0 \cot(k_0 D_1) \quad (7.52)$$

Dans la région 2, la pression et la vitesse sont :

$$p_2 = A_2 e^{-jk_0 x} + B_2 e^{jk_0 x}, \quad (7.53)$$

$$u_2 = \frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p_2}{\partial x} = \frac{1}{Z_0} (A_2 e^{-jk_0 x} - B_2 e^{jk_0 x}). \quad (7.54)$$

En $x=D_2$, on a :

$$Z_1 = \frac{p_2}{u_2} \Big|_{x=D_2} = Z_0 \frac{A_2 e^{-jk_0 D_2} + B_2 e^{jk_0 D_2}}{A_2 e^{-jk_0 D_2} - B_2 e^{jk_0 D_2}} = Z_0 \frac{1 + \frac{B_2}{A_2} e^{2jk_0 D_2}}{1 - \frac{B_2}{A_2} e^{2jk_0 D_2}} \quad (7.55)$$

De l'équation (7.55), on tire :

$$\frac{B_2}{A_2} = e^{-2jk_0 D_2} \left(\frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \right) \quad (7.56)$$

L'impédance acoustique dans la région 2 est :

$$Z_{c2} = \frac{p_2}{u_2} \Big|_{x=0} = Z_0 \frac{A_2 + B_2}{A_2 - B_2} = Z_0 \frac{1 + B_2 / A_2}{1 - B_2 / A_2} \quad (7.57)$$

On remplace (7.56) dans (7.57) et cela nous donne :

$$Z_{c2} = Z_0 \left[\frac{e^{jk_0 D_2} (Z_1 + Z_0) + e^{-jk_0 D_2} (Z_1 - Z_0)}{e^{jk_0 D_2} (Z_1 + Z_0) - e^{-jk_0 D_2} (Z_1 - Z_0)} \right] \quad (7.58)$$

L'équation (7.58) s'écrit :

$$Z_{c2} = Z_0 \left[\frac{Z_1 \cos(k_0 D_2) + jZ_0 \sin(k_0 D_2)}{Z_0 \cos(k_0 D_2) + jZ_1 \sin(k_0 D_2)} \right] \quad (7.59)$$

On remplace l'équation (7.52) dans (7.59) et on obtient :

$$Z_{c2} = Z_0 \left[\frac{-j(Z_{m1} + Z_{c1}) \cot(k_0 D_2) + Z_0}{-jZ_0 \cot(k_0 D_2) + (Z_{m1} + Z_{c1})} \right]. \quad (7.60)$$

L'équation (7.60) aboutit à :

$$Z_{c2} = \frac{Z_{c2}(Z_{m1} + Z_{c1}) + Z_0^2}{Z_{m1} + Z_{c1} + Z_{c2}} \quad (7.61)$$

L'impédance à la surface de la plaque MPP₂ est :

$$Z_s = Z_2 = Z_{m2} + Z_{c2} \quad (7.62)$$

On remplace l'expression de Z_{c2} (équation 7.61) dans l'équation (7.62) et on obtient

$$Z_s = Z_{m2} + Z_{c2} = Z_{m2} + \frac{Z_{c2}(Z_{m1} + Z_{c1})}{Z_{m1} + Z_{c1} + Z_{c2}} + \frac{Z_0^2}{Z_{m1} + Z_{c1} + Z_{c2}} \quad (7.63)$$

Sachant que $Z_{mpp1} = Z_{m1}$ et $Z_{mpp2} = Z_{m2}$, l'impédance de surface Z_s s'écrit alors

$$Z_s = Z_{mpp2} + Z_{c2} = Z_{mpp2} + \frac{Z_{c2}(Z_{mpp1} + Z_{c1})}{Z_{mpp1} + Z_{c1} + Z_{c2}} + \frac{Z_0^2}{Z_{mpp1} + Z_{c1} + Z_{c2}} \quad (7.64)$$

On remarque donc que pour la méthode d'impédance de transfert (Eq. (7.64)), le terme

$\frac{Z_0^2}{Z_{m1} + Z_{c1} + Z_{c2}}$ s'est ajouté à l'impédance de surface obtenue par la méthode du circuit

équivalent qui est donnée dans l'équation 7.40.

7.5.4 Comparaison des méthodes

Les trois méthodes sont comparées sur les figures 7.25 et 7.26 pour le coefficient d'absorption d'un liner DDOF dans le régime linéaire.

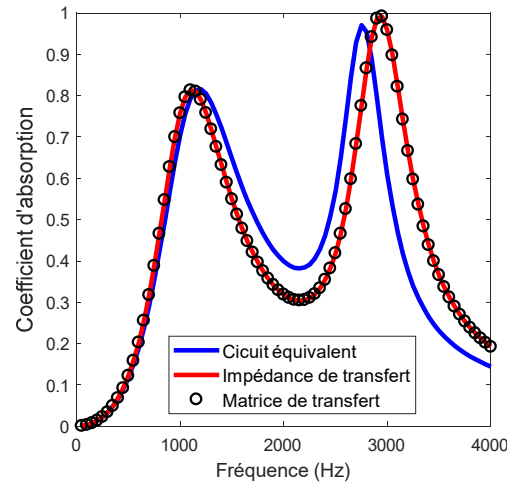


Figure 7.25 Coefficient d'absorption du liner DDOF pour $d_1=d_2=0.5\text{mm}$, $h_1=h_2=1\text{mm}$; $\phi_1 = \phi_2 = 3\%$, $D_1=D_2=15\text{mm}$.

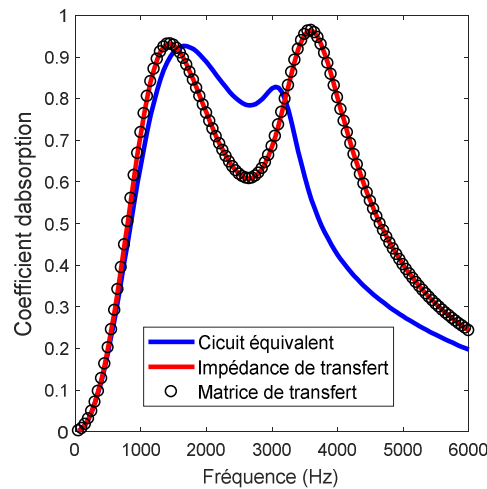


Figure 7.26 Coefficient d'absorption pour $d_1=d_2=0.25\text{ mm}$, $h_1=h_2=1\text{ mm}$; $\phi_1 = \phi_2 = 6\%$, $D_1= 15\text{ mm}$, $D_2=20\text{ mm}$.

Les figures 7.25 et 7.26 montrent que la méthode du circuit équivalent donne des résultats qui ne sont pas en accord avec les autres méthodes.

7.6 Études paramétriques sur le liner DDOF

7.6.1 Étude sur le taux de perforation

On considère le liner DDOF de la figure 7.22 dont le schéma est montré sur la figure suivante. La méthode de matrice de transfert est utilisée dans cette section.

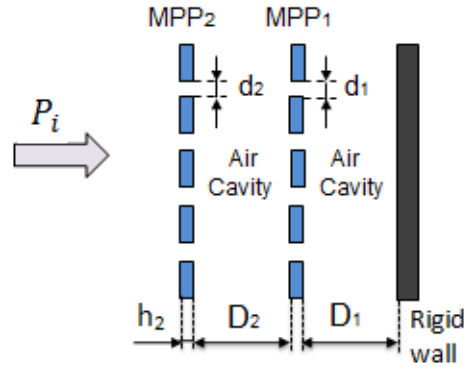


Figure 7.27 Schéma d'un liner DDOF

On présente dans cette partie une étude paramétrique pour analyser l'effet du taux de perforation et du diamètre de perforation des plaques sur le comportement acoustique du liner DDOF. Sur les figures 7.28 à 7.30, on montre le coefficient d'absorption du liner DDOF en fonction du taux de perforation de la plaque MPP₂ et de la fréquence et pour différents niveaux de pression, on fixe un POA de MPP₁ plus faible et ensuite on augmente le POA de MPP₁. Le but de cette analyse est de montrer que le taux de perforation de la plaque MPP₂ ne doit pas être plus faible que celui de MPP₁ [40]. Pour une bonne performance du liner DDOF, il faut utiliser un taux de perforation de MPP₂ plus élevé que celui de MPP₁. Sur la figure 7.28, le niveau de pression est de 120 dB pour les deux plaques et le taux de perforation de MPP₁ est fixé à 1.8% et 8% respectivement.

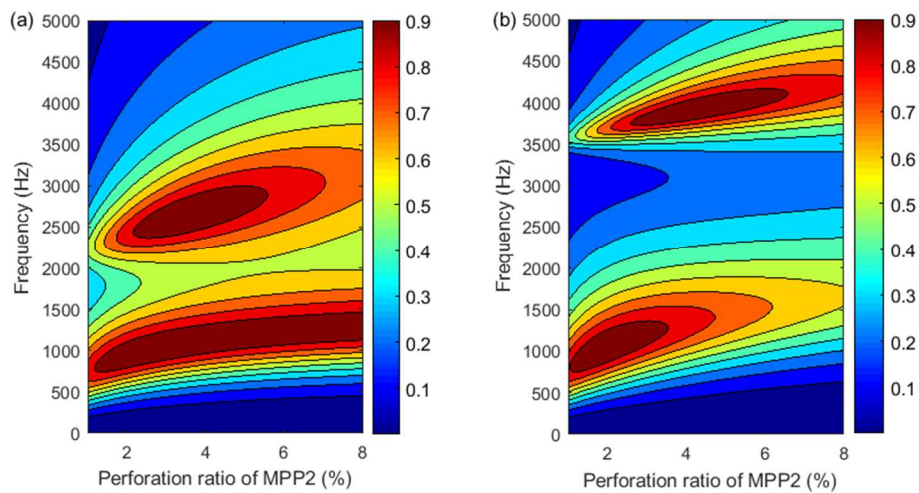


Figure 7.28 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 120 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $d_2=0.5$ mm, $d_1=1$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_1 = 1.8\%$, (b) $\phi_1 = 8\%$.

Sur la [figure 7.28](#), lorsque le taux de perforation de MPP1 est plus faible (1.8%), le coefficient d'absorption ([Figure 7.28\(a\)](#)) est meilleur que lorsqu'on augmente le taux de perforation de MPP1. Sur les [figure 7.29](#) et [7.30](#), les niveaux de pression sont de 130 dB et 143 dB respectivement au niveau des deux plaques.

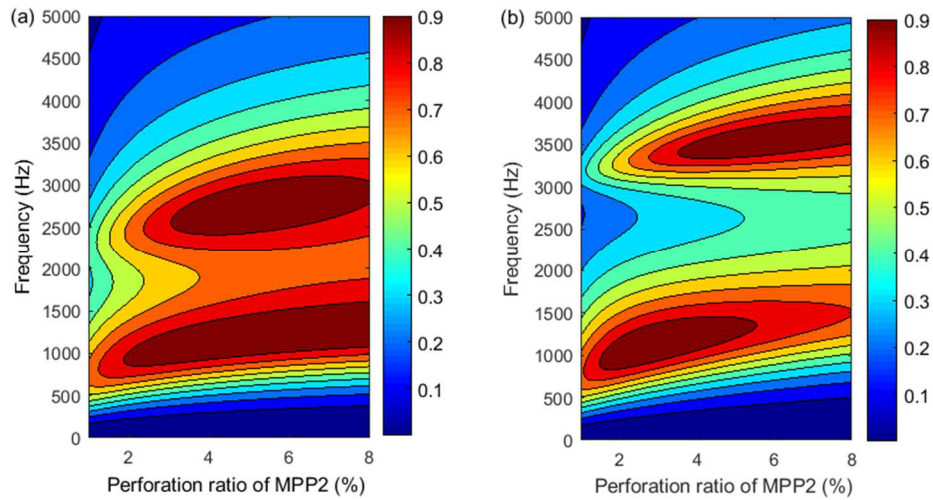


Figure 7.29 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 130 dB, $t_1=t_2=1$ mm, $d_2=1.2$ mm, $d_1=1.5$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_1 = 2\%$, (b) $\phi_1 = 6\%$.

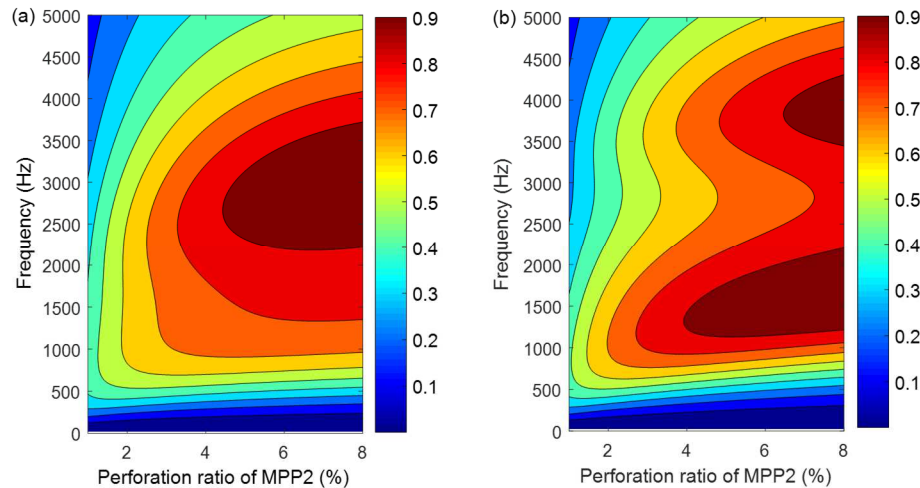


Figure 7.30 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 143 dB, $t_1=t_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=1$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_1 = 1.6\%$, (b) $\phi_1 = 5.3\%$.

Sur la [figure 7.29](#), le coefficient d'absorption du liner DDOF avec un taux de perforation de MPP1 égal à 2% est plus important que lorsque le POA de MPP1 est 6%. Lorsqu'on augmente encore plus le niveau de pression, le liner DDOF avec des plaques micro-

perforées ayant de faibles taux de perforation est plus résistif de sorte qu'il n'est plus efficace en absorption. On peut voir sur la [figure 7.30](#) que pour les POA inférieurs à 4%, l'efficacité d'absorption du liner à 140 dB a baissé.

Sur les [figures 7.31](#) et [7.32](#), le coefficient d'absorption est présenté en fonction du POA de MPP1 et de la fréquence pour des niveaux de pression de 120 dB et 140 dB.

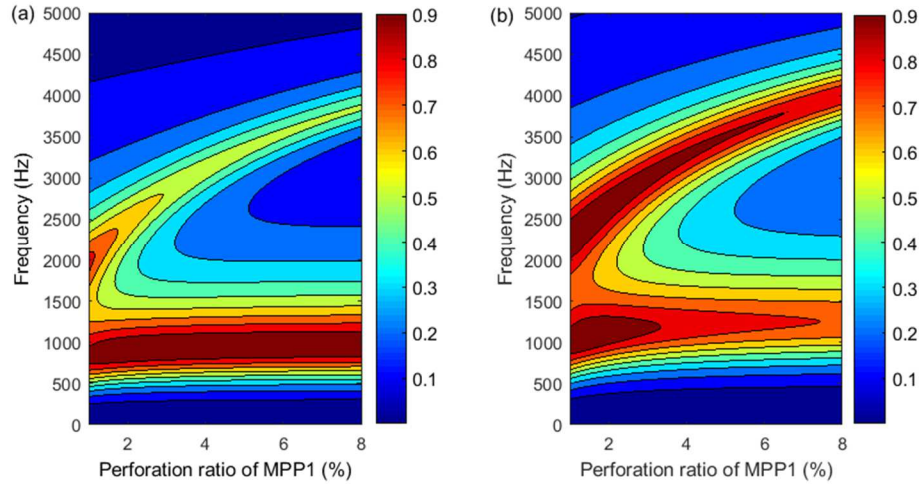


Figure 7.31 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 120 dB, $t_1=t_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=0.5$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_2 = 1.8\%$, (b) $\phi_2 = 3.8\%$.

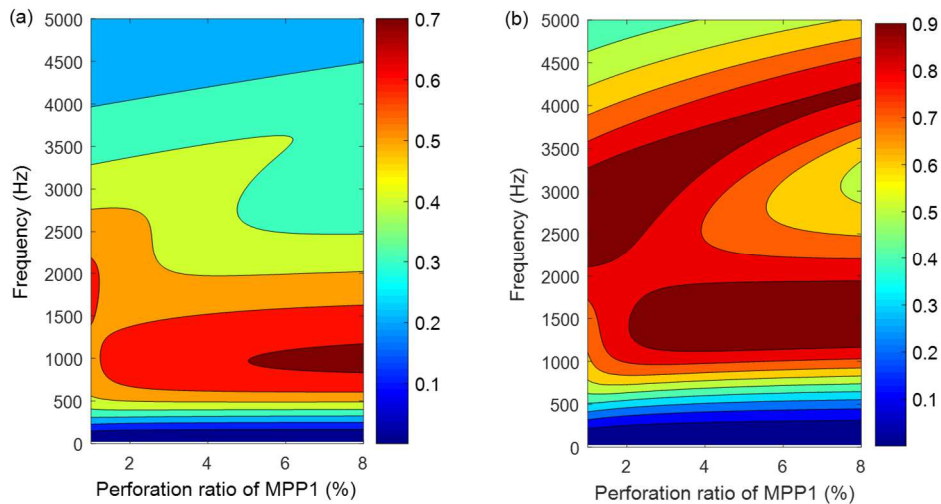


Figure 7.32 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL = 140 dB, $t_1=t_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=1$ mm, $D_1=D_2=15$ mm) : (a) $\phi_2 = 1.6\%$, (b) $\phi_2 = 6\%$.

Sur les figures 7.31 et 7.32, on voit que lorsque les taux de perforation de MPP₁ sont fixés à 1.8% et 1.6%, le coefficient d'absorption du liner à 120 dB et 140 dB est plus faible. En effet, lorsqu'on réduit le taux de perforation de MPP₂, les ondes acoustiques vont avoir de la difficulté pour pénétrer le liner et on aura ainsi beaucoup de réflexion au niveau de MPP₂.

7.6.2 Étude sur la position de la plaque intermédiaire

Dans cette partie, on étudie l'effet de la position de la plaque intermédiaire. On considère le liner DDOF de la figure 7.33. On veut montrer l'effet de la position de MPP₁ sur le coefficient d'absorption acoustique du liner.

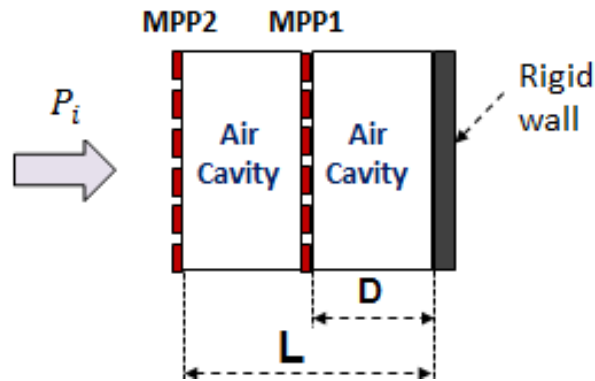


Figure 7.33 Liner DDOF

Sur la figure 7.33, la distance qui sépare MPP₁ du fond rigide est D. On fixe la longueur L à 40 mm et on fait varier D de 0 jusqu'à 40 mm. Sur les figures 7.34 et 7.35, on représente le coefficient d'absorption du liner en fonction de la fréquence et de la distance D qui définit la position de MPP₁ par rapport au fond rigide. Sur la figure 7.34, on considère deux plaques différentes et un niveau de pression identique de 130 dB et sur la figure 7.35, les deux plaques sont les mêmes et le niveau de pression est de 140 dB.

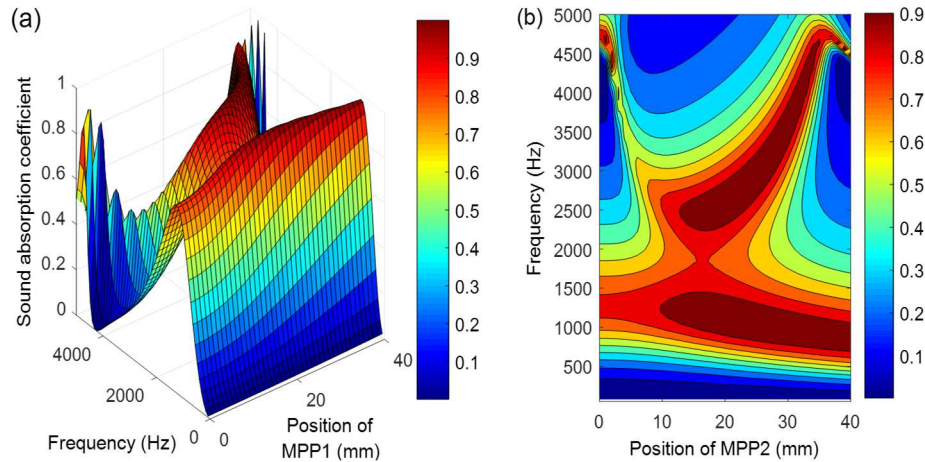


Figure 7.34 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=130 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $d_2=1$ mm, $d_1=0.8$ mm, $\phi_2=5.3$ %, $\phi_1=2.8$ %) (a) surface plot, (b) contour plot

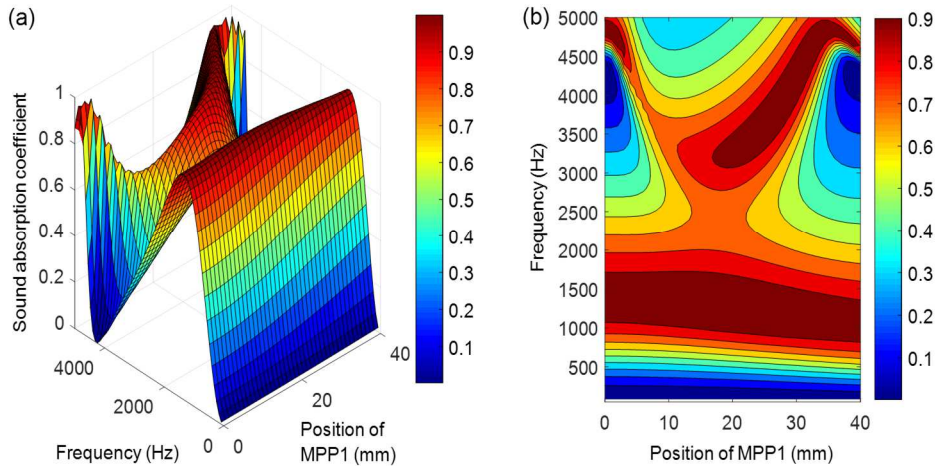


Figure 7.35 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=140 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $d_1=d_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=6.2$ %) (a) surface plot, (b) contour plot

Les figures 7.34 et 7.35 montrent que la position de la plaque intermédiaire (MPP₁) affecte le coefficient d'absorption et surtout la bande de fréquence d'absorption. On voit la double résonance du liner lorsque la plaque intermédiaire est aux alentours de la moitié de la distance L .

7.6.3 Étude sur les diamètres de perforation des plaques

On considère les mêmes plaques micro-perforées ayant les mêmes propriétés géométriques et sur les figures 7.36 et 7.37, on représente le coefficient d'absorption du

liner DDOF en fonction de la fréquence et du diamètre de perforation des plaques pour des niveaux de pression identiques de 110 dB et 140 dB. L'épaisseur des plaques est fixée à 1 mm avec un taux de perforation de 5%.

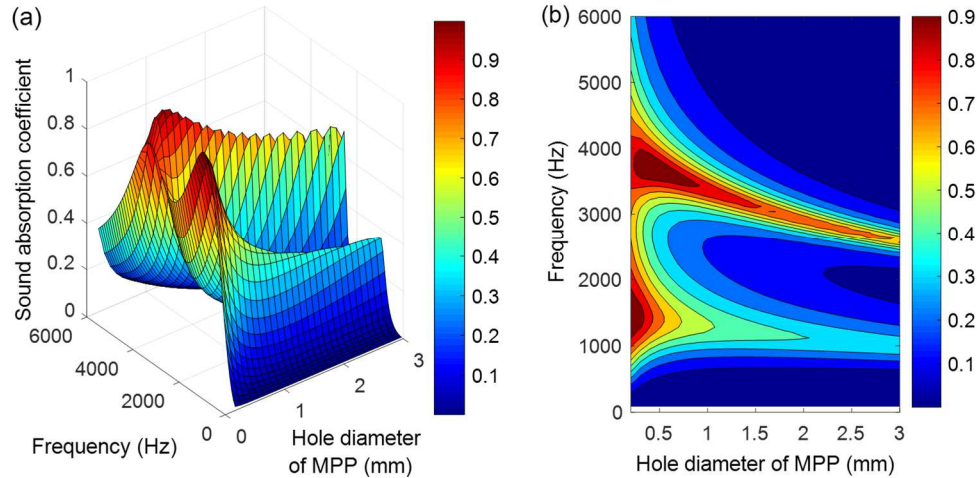


Figure 7.36 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=110 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=5\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.

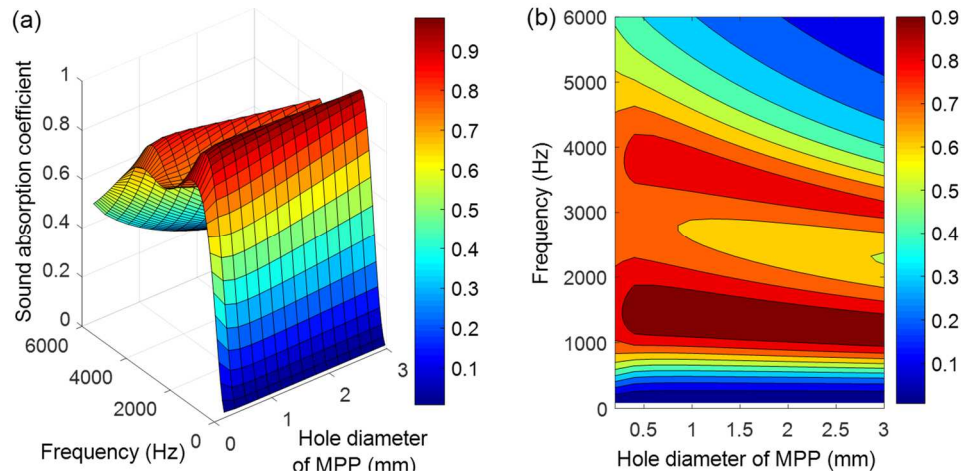


Figure 7.37 Sound absorption coefficient of a double MPP absorber (SPL=140 dB, $h_1=h_2=1$ mm, $\phi_1=\phi_2=5\%$) (a) surface plot, (b) contour plot.

Sur les figures 7.36 et 7.37, le liner présente une double résonance. A 110 dB, lorsque le diamètre de perforation est supérieur à 1 mm, le liner DDOF est très pauvre en absorption et cela est montré sur la figure A.35. Pour les faibles niveaux de pression, le liner DDOF n'est pas efficace en absorption lorsque le diamètre de perforation des plaques est plus grand que 1 mm. En effet, la dissipation acoustique par le liner dans le régime linéaire est

essentiellement due au phénomène visco-thermique lorsque les dimensions de la plaques sont de l'ordre des couches limites visqueuses et thermiques de l'air; l'énergie acoustique est ainsi convertie en chaleur. Lorsque les dimensions des plaques notamment le diamètre de perforation sont plus grandes que les couches limites visqueuses et thermiques de l'air, on a peu de dissipation acoustique dans le régime linéaire et cela fait que pour des diamètres de perforation supérieurs à 1 mm, le coefficient d'absorption est très faible à 110 dB sur la [figure 7.36](#). À 140 dB, même avec des diamètres de perforation supérieurs à 1 mm, on a un coefficient d'absorption plus intéressant sur la [figure 7.37](#). Pour des hauts niveaux de pression, des phénomènes non linéaires apparaissent et dissipent l'énergie acoustique. Cela est expliqué dans la section 3.9 du chapitre 3. Ainsi un liner DDOF peut être efface en absorption avec des plaques ayant des diamètres de perforations plus grands que 1 mm.

7.7 Étude dans le cas linéaire sur les liners comportant des écrans résistifs

7.7.1 Liner avec écran résistif collé sur la plaque

Dans cette section, l'étude est faite sur les liners comportant des écrans résistifs pour montrer l'apport des écrans résistifs dans l'amélioration des performances acoustiques des systèmes absorbants micro-perforés.

On comme le liner de la figure suivante où l'écran résistif est collé sur la plaque micro-perforée. Les paramètres de la plaque micro-perforée sont l'épaisseur h de la plaque, le diamètre de perforation d et le taux de perforation POA. L'écran est caractérisé par sa résistivité au passage de l'air σ_e , son épaisseur t et sa porosité ϕ_e .

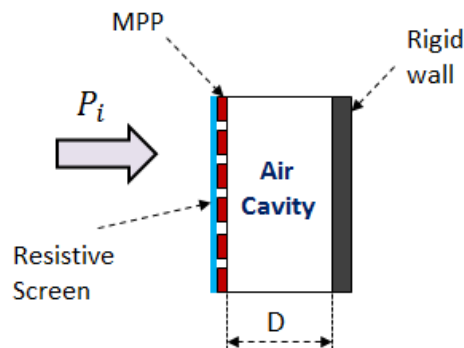


Figure 7.38 Liner avec écran résistif collé sur la plaque

On utilise le code NOVA pour des simulations dans le régime linéaire afin de montrer la contribution de l'écran dans la réponse acoustique du liner présenté sur la [figure 7.38](#). Sur la [figure 7.39](#), on montre le coefficient d'absorption du liner sans écran résistif et avec écran en faisant varier respectivement la porosité ϕ_e et la résistivité σ_e de l'écran. La profondeur de la cavité est fixée à 20 mm.

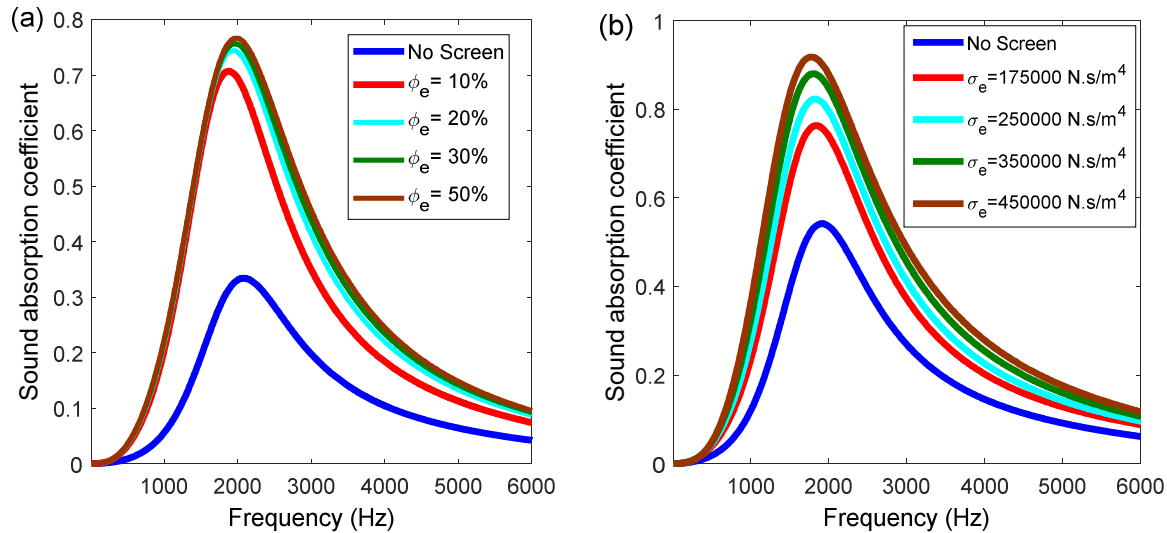


Figure 7.39 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (a): MPP ($d=1\text{mm}$, $h=1\text{mm}$, $\text{POA}=6\%$), screen ($\sigma_e=275000 \text{ N.s/m}^4$, $t=0.4\text{mm}$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$); (b): MPP ($d=0.6\text{mm}$, $h=1\text{mm}$, $\text{POA}=4.5\%$), screen ($\phi_e=30\%$, $t=0.4\text{mm}$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$), depth of cavity= 20 mm .

Sur la [figure 7.39](#), le liner avec écran présente un coefficient d'absorption plus important que le cas sans écran avec une bande de fréquence d'absorption plus large et les propriétés de l'écran à savoir sa porosité et sa résistivité affectent le coefficient d'absorption.

On fixe à présent les paramètres de l'écran et on fait varier le taux de perforation POA de la plaque micro-perforée et on présente le coefficient d'absorption du liner sans écran et avec écran sur la [figure 7.40](#).

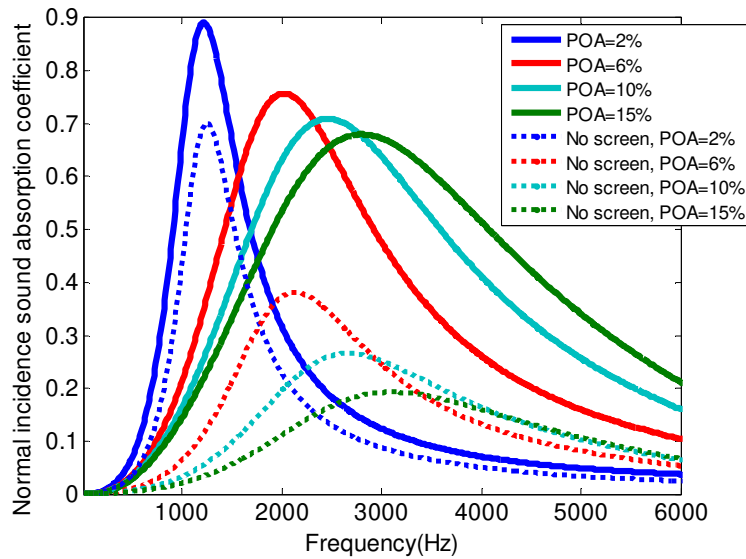


Figure 7.40 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (MPP: $d=0.8\text{mm}$, $h=1\text{mm}$); screen ($\sigma_e=250000\text{ N.s/m}^4$, $t=0.4\text{mm}$, $\phi_e=35\%$ et $\rho=125\text{ Kg/m}^3$), depth of cavity= 20 mm

Sur la [figure 7.40](#), on voit que pour un taux de perforation de la plaque de 2%, le pic du coefficient d'absorption du liner avec écran a atteint 0.9 mais la bande fréquentielle est restreinte. Le liner sans écran présente toujours un coefficient d'absorption plus avec une bande fréquentielle moins large. Dans les deux cas, lorsqu'on augmente le taux de perforation de la plaque, le pic du coefficient d'absorption progressivement et la bande fréquentielle devient progressivement plus large.

7.7.2 Liner avec écran résistif inséré dans la cavité d'air

On considère à présent le cas où l'écran résistif est séparé du fond rigide par une couche d'air d'épaisseur D comme le montre la [figure 7.41](#).

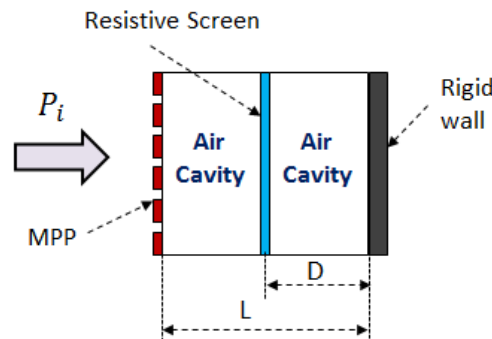


Figure 7.41 Liner avec écran résistif.

7.7.2.1 Effet de la position de l'écran

Sur la [figure 7.42](#), on présente le coefficient d'absorption du liner ([Fig. 7.41](#)) en fixant $L=40$ mm et en faisant varier D .

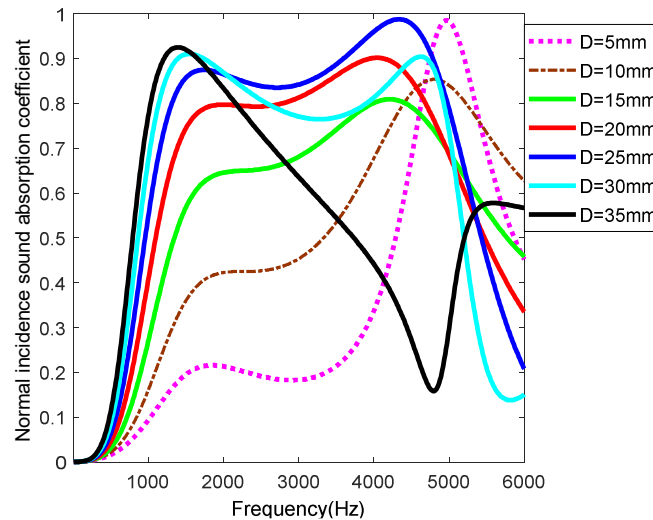


Figure 7.42 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber (MPP : $d=1.2$ mm, $h=1$ mm, $POA=12\%$), screen ($\sigma_e=850000$ N.s/m⁴, $t=0.5$ mm, $\phi_e=25\%$ et $\rho=125$ Kg/m³).

La [figure 7.42](#) montre que lorsque l'écran est proche du fond rigide ou de la plaque, le liner présente un seul pic de résonance. Pour $D=5$ mm, on a un seul pic de résonance à 5000 Hz. Par ailleurs, pour $D=30$ mm, le seul pic de résonance est à 1300 Hz. Lorsque l'écran est positionné aux alentours de la distance L , on observe deux pics de résonance.

7.7.2.2 Effet des paramètres de l'écran

Sur la [figure 7.43](#), on montre l'effet de l'épaisseur de l'écran t et de sa résistivité sur le coefficient d'absorption du liner illustré sur la [figure 7.41](#).

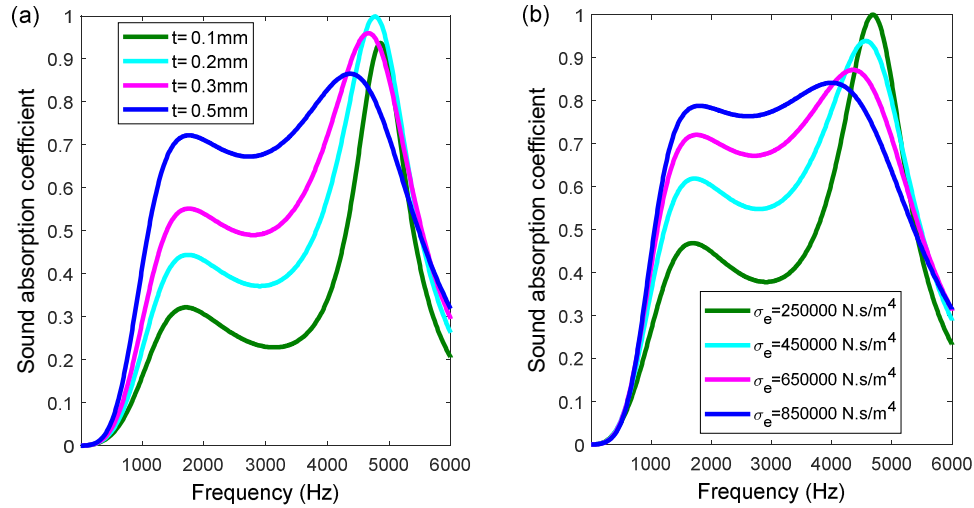


Figure 7.43 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; MPP ($d=1\text{mm}$, $h=1\text{mm}$, $\text{POA}=10\%$), (a): screen ($\sigma_e=650000 \text{ N.s/m}^4$, $\phi_e=40\%$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$); (b): screen ($\phi_e=35\%$, $t=0.5 \text{ mm}$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$), $L=40 \text{ mm}$ et $D=20\text{mm}$.

Pour un écran résistif avec une épaisseur trop faible, l'absorption du liner a chuté. La performance du liner augmente avec l'augmentation de la résistivité σ_e de l'écran. Toutefois il y a une limite σ_e pour au-delà laquelle le liner sera trop résistif et très peu efficace en absorption

7.7.2.3 Effet des paramètres de la plaque

Les paramètres de l'écran sont fixés et sur la [figure 7.44](#), on montre l'effet du diamètre et du taux de perforation de la plaque.

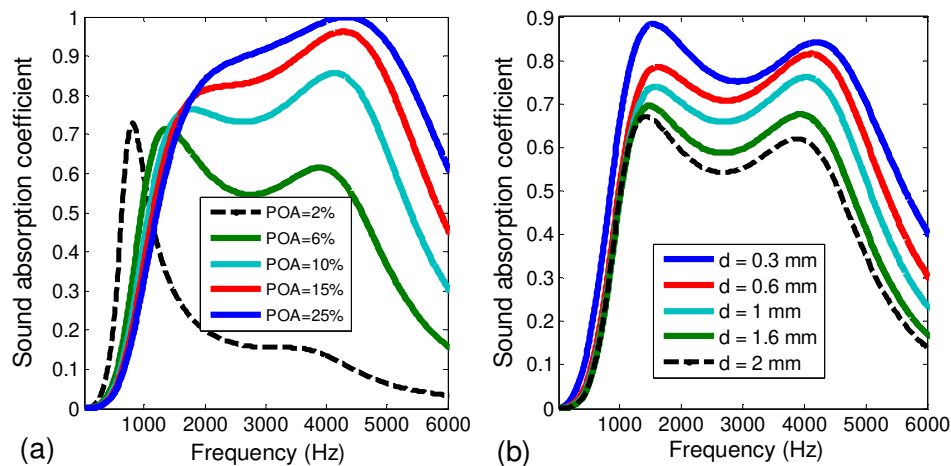


Figure 7.44 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screen ($\sigma_e=775000 \text{ N.s/m}^4$, $\phi_e=30\%$, $t=0.5\text{mm}$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$), (a): MPP ($d=1\text{mm}$, $h=1\text{mm}$), (b): MPP ($d=1\text{mm}$, $\text{POA}=8\%$), $L=40 \text{ mm}$ et $D=20\text{mm}$.

Le liner n'est pas bon en absorption lorsque le taux de perforation est de la plaque est très faible. On voit que le coefficient d'absorption commencer à chuter lorsque le diamètre de perforation devient plus grand.

7.7.3 Liners multicouches avec écrans résistif

Soient les liners de la figure 7.45 constitués de plusieurs couches avec des écrans résistifs. Sur la figure 7.45(a), le liner comporte trois cavités d'air et deux écrans résistifs et celui de la figure 7.45(b) présente quatre cavités d'air avec trois écrans résistifs.

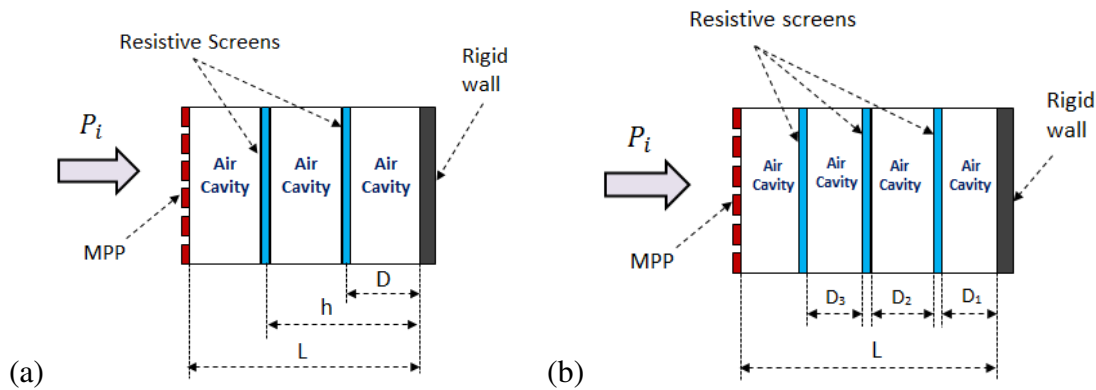


Figure 7.45 liners multicouches avec écrans résistifs.

On fixe les propriétés des écrans et on fait varier le taux de perforation de la plaque pour observer son effet sur le coefficient d'absorption représenté sur les figures 7.46 et 7.47 respectivement pour les deux liners de la figure 7.45.

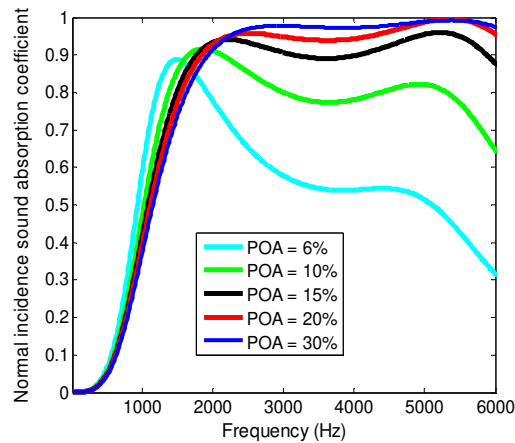


Figure 7.46 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screens ($\sigma_e=650000$ N.s/m⁴, $\phi_e=25\%$, $t=0.5$ mm et $\rho=125$ Kg/m³), MPP ($d=1.2$ mm, $h=1$ mm), $D=10$ mm, $h=20$ mm et $L=30$ mm.

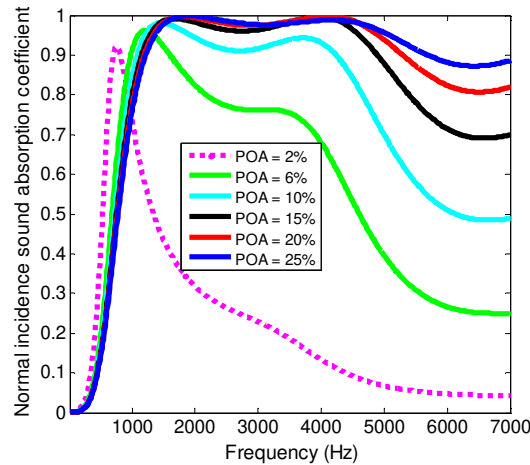


Figure 7.47 Normal incidence sound absorption coefficient of MPP absorber; screens ($\sigma_e=580000 \text{ N.s/m}^4$, $\phi_e = 30\%$, $t=0.5\text{mm}$ et $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$), MPP ($d=1\text{mm}$, $h=1\text{mm}$), $L=40\text{mm}$, $D_1=D_2=D_3=10\text{mm}$.

Les figures 7.46 et 7.47 montrent que les liners multicouches (Figure 7.45) ne sont pas efficaces en absorption lorsque le taux de perforation de la plaque est très faible.

7.8 Étude sur les liners avec écrans résistifs pour les hauts niveaux de pression acoustique

On cherche à évaluer l'effet du taux de perforation de la plaque micro-perforée sur le coefficient d'absorption du liner montré sur la figure 7.41 pour les forts niveaux de pression acoustique. On fixe l'épaisseur de l'écran à 0.5 mm, son diamètre de perforation à 80 μm et le taux de perforation à 20%. La résistivité au passage de l'air de l'écran est donc 462500 Ns/m⁴. L'épaisseur de la plaque est fixée à 1mm et les profondeurs des cavités sont $D=15 \text{ mm}$ et $L=30 \text{ mm}$. Les figures 7.48 et 7.49 représentent la résistance normalisée et le coefficient d'absorption du liner (figure 7.41) à 140 dB en fonction de la fréquence et du taux de perforation de la plaque. Sur la figure 7.50, on montre le coefficient d'absorption du liner sans écran avec la même plaque et une profondeur de cavité de 30 mm.

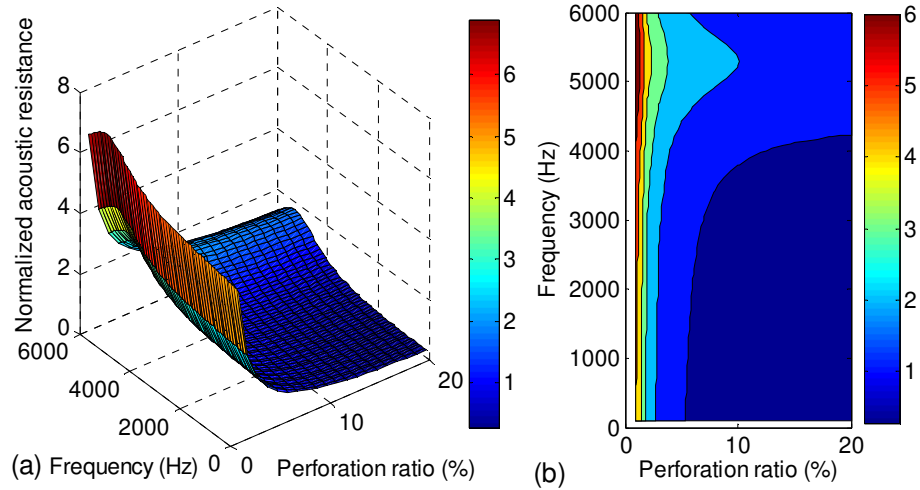


Figure 7.48 Normalized acoustic resistance of the liner with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot.

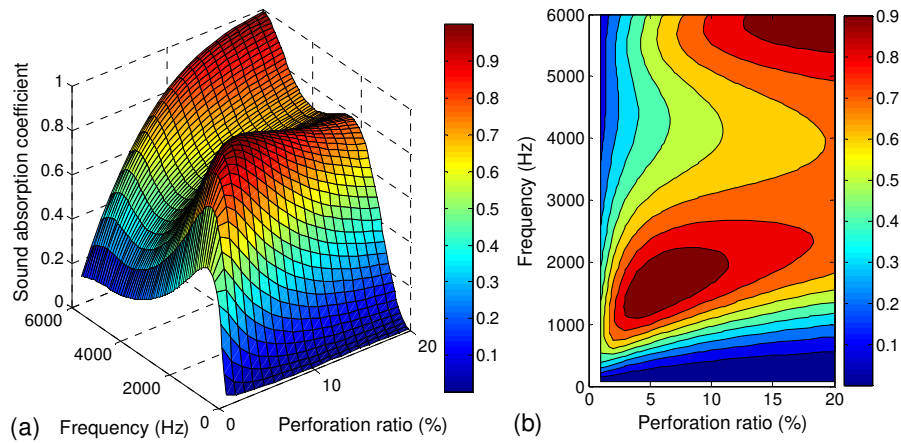


Figure 7.49 Normal incidence sound absorption coefficient of the liner with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot

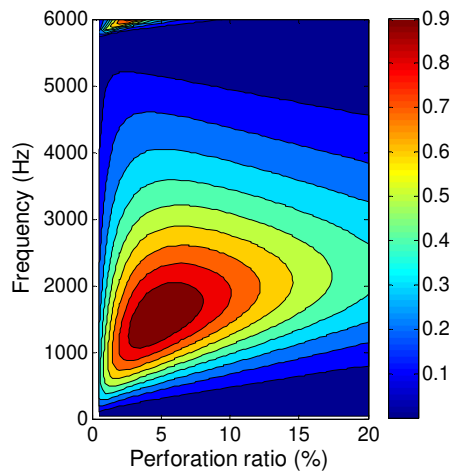


Figure 7.50 Normal incidence sound absorption coefficient of the liner without resistive screen, SPL=140 dB.

Pour le cas avec écran, la résistance normalisée du liner est plus importante pour les plus faibles taux de perforations de la plaque et en conséquence, l'absorption est médiocre. Lorsqu'on augmente le POA de la plaque, la bande de fréquence d'absorption du liner avec écran est plus élargie comparativement au cas sans écran. La [figure 7.50](#) montre que le liner sans écran est très pauvre en absorption lorsque le POA de la plaque dépasse 10% contrairement au cas avec écran.

En conservant les mêmes propriétés pour l'écran comme précédemment, on montre sur la figure l'effet de la position de l'écran sur le coefficient d'absorption du liner ([Figure 7.41](#)) à 140 dB. On fixe donc la longueur L à 40mm et on fait varier D de 2mm jusqu'à 40mm. L'épaisseur de la MPP est 1mm et son diamètre de perforation est 1mm avec un taux de perforation de 12%.

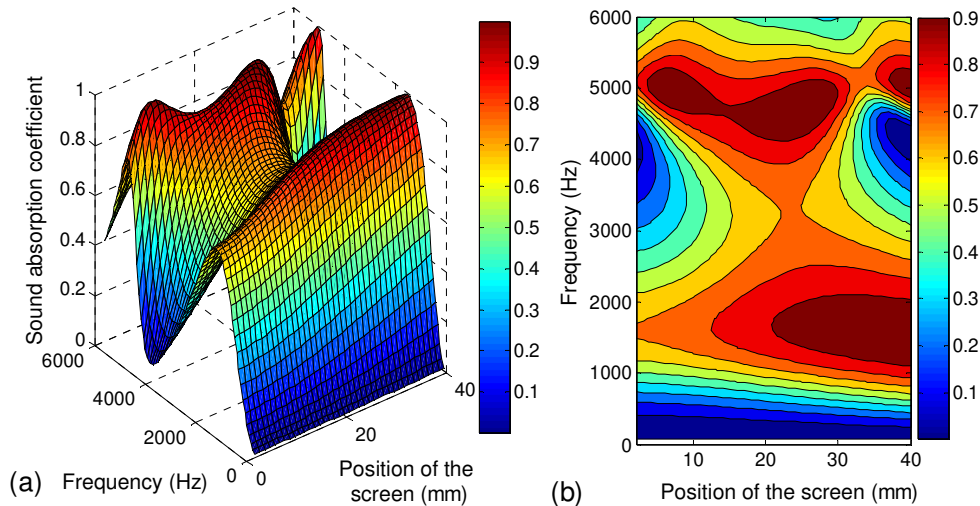


Figure 7.51 Normal incidence sound absorption coefficient of micro perforated panel absorber with resistive screen, SPL=140 dB: (a) surface plot, (b) contour plot.

Le coefficient d'absorption du liner à 140 dB est plus intéressant lorsque résistif est aux alentours de la moitié de la distance L .

7.9 Conclusion

Dans ce chapitre, différents modèles d'impédance de la plaque micro-perforée pour des niveaux de pression élevés ont été présentés en utilisant l'approche du fluide équivalent. Les modèles ont été validés numériquement par comparaison avec les modèles de la

littérature. Une étude a été faite sur les paramètres critiques du liner SDOF qui ont été déterminés et les méthodes de modélisation des liners DDOF ont été présentées avec une étude paramétrique. Les liners comportant des écrans résistifs ont été étudiés et il est montré que l'écran améliore l'absorption acoustique du liner. L'effet de la position de l'écran a été aussi présenté.

CHAPITRE 8

MODÉLISATION DES CONDUITES TRAITÉES AVEC ÉCOULEMENT UNIFORME

8.1 Avant-propos

Auteurs et affiliations :

Zacharie LALY, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Noureddine Atalla, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, GAUS.

Sid-Ali Meslioui, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada

Khalid EL Bikri, professeur, Université Mohammed V de Rabat, ENSET, Département de génie mécanique, CM2SM.

Date de soumission : 11 Octobre 2017

Revue : Noise Control Engineering Journal

Titre français : Caractérisation d'une conduite acoustique traitée avec et sans écoulement d'air rasant par une méthode analytique.

Contribution au document :

Cet article contribue à la thèse en proposant une méthode analytique pour caractériser la transmission acoustique et les propriétés acoustiques d'une conduite traitée avec et sans écoulement d'air rasant.

Résumé français :

Une méthode analytique est proposée pour caractériser la transmission acoustique dans une conduite rectangulaire traitée avec et sans écoulement d'air rasant. Le nombre d'onde acoustique dans la conduite est déterminé à l'aide d'un développement limité en séries de Taylor. La méthode proposée est validée expérimentalement sans écoulement par des tests effectués sous incidence rasante et dans le cas avec écoulement d'air rasant, elle est comparée avec les résultats obtenus par éléments finis. Une bonne corrélation est obtenue dans les deux cas.

Modeling of acoustic lined duct with and without grazing air flow by an analytical method

Zacharie Laly^a, Nouredine Atalla^a, Sid-Ali Meslioui^b, Khalid EL Bikri^c

^a*GAUS, Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada J1K 2R1*

^b*Acoustics, Pratt & Whitney Canada, Longueuil, Quebec, Canada J4G 1A1*

^c*CM2SM, Mohammed V University in Rabat, Department of Mechanical Engineering, Rabat, Morocco*

8.2 Abstract

An analytical method is proposed to characterize the sound acoustic transmission in a rectangular lined duct with and without grazing air flow. The acoustic wave number in the duct is determined using Taylor series expansion. The proposed method is validated by comparison with a finite element method in grazing air flow environment and experimental measurements at grazing sound incidence for the case with no flow. Excellent agreement is found in both configurations.

8.3 INTRODUCTION

The modeling of acoustic sound propagation in a lined duct is an important topic. It has been studied by many authors [71-78,81] leading to elaboration of analytical and numerical approaches to predict the sound transmission of the lined section. Different methods were developed to study this problem such as the multi-modal propagation method [73] and perturbation methods [76,77]. In particular, in the case of no flow, Munjal [78] presented an analytical expression based on a fourth order Taylor series expansion of cotangent function to predict the propagating wave number in the duct. Wang and Sun [71] presented a segmentation approach to study the sound transmission in a non-uniform duct with mean flow and Tsuji et al [72] used a finite element (FE) method to model the acoustic wave transmission in mean flow conditions. Nennig et al

[79] proposed a mode matching method to predict the transmission loss of a dissipative silencer lined with a poroelastic foam in uniform flow environment. The solid phase elasticity of the lining foam and the mounting condition of the foam is accounted for in the model.

In this paper, an analytical method is proposed to predict the acoustic transmission of a rectangular lined duct. It is based on Taylor series expansion to identify the wave number in the duct and then the acoustic properties of the duct such as the transfer matrix and the transmission loss are determined. In the no flow case, it is shown that the results predicted by this approach are more accurate compared to Ref. [78]. The proposed method is described in section 2 and its validation is presented in section 3.

8.4 MODELING OF ACOUSTIC LINED DUCT BY AN ANALYTICAL METHOD

In this section, a rectangular lined duct in the presence of grazing air flow as illustrated in Fig. 8.1 is modeled by an analytical approach. The wave number in the duct is identified analytically using Taylor series expansion. The internal wall of the duct can be rigid or lined with an absorbent material, the latter can be porous foam or a micro-perforated panel (MPP) absorber. The transverse direction of the duct is along the x axis and the longitudinal direction of the duct is along the z axis. The cross section of the duct is denoted by L_x and L_z represents the length of the lined section. The plane acoustic wave propagation in the duct is assumed; maximum frequency of interest is thus below the first cut-off frequency of the duct. The case where the lining (material) is only on walls normal to x direction is considered. One side of the duct can be lined with absorbent material at $x=0$ or both sides at $x=0$ and $x=L_x$. For brevity, we limit the presentation to the first configuration.

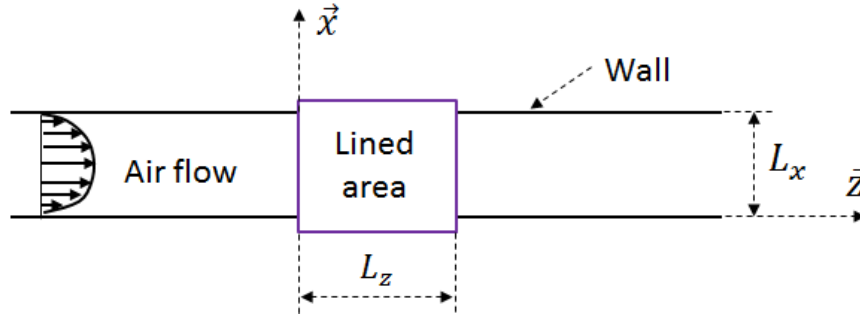


Figure 8.1 Rectangular lined duct with grazing air flow.

In the presence of grazing air flow, the transcendental equation for the propagating complex modes in the duct is given by [78]

$$\frac{Zk_x^+}{\rho_0\omega} = j \cotg(L_x k_x^+) \left(1 - \frac{Mk_z^+}{k_0}\right)^2, \quad (8.1)$$

where M is the uniform flow Mach number, k_z^+ the wave number of the incident pressure in z direction, k_x^+ the wave number in x direction, j the imaginary complex number ($j^2 = -1$), k_0 is given by $k_0 = \omega/c_0$ with c_0 the speed of sound in air, ω the angular frequency, ρ_0 is the density of air and Z the acoustic impedance of the lining at $x=0$. The other side of the duct at $x=L_x$ is rigid. The wave number k_z^+ is expressed as follows

$$k_z^+ = \frac{-Mk_0 + \sqrt{k_0^2 - (1-M^2)(k_x^+)^2}}{1-M^2}. \quad (8.2)$$

Substituting Eq. (8.2) into Eq. (8.1) yields the following relation

$$\frac{Zk_x^+}{\rho_0\omega} \text{tg}(L_x k_x^+) = j \left(\frac{1+M^2}{(1-M^2)^2} - \frac{M^2(k_x^+)^2}{k_0^2(1-M^2)} - \frac{2M\sqrt{k_0^2 - (1-M^2)(k_x^+)^2}}{k_0(1-M^2)^2} \right). \quad (8.3)$$

To solve Eq. (8.3) at low frequencies, a Taylor series expansion of tangent function is used. Keeping terms up to sixth order in $L_x k_x^+$, Eq. (8.3) becomes

$$\begin{aligned} & \frac{j}{(1+M)^2} + \left(\frac{jM}{k_0^2 L_x^2 (1+M)} - \frac{Z}{\rho_0 \omega L_x} \right) y^2 + \left(\frac{jM}{4k_0^4 L_x^4} - \frac{Z}{3\rho_0 \omega L_x} \right) y^4 \\ & + \left(\frac{jM(1-M^2)}{8k_0^6 L_x^6} - \frac{2Z}{15\rho_0 \omega L_x} \right) y^6 = 0, \end{aligned} \quad (8.4)$$

where $y = L_x k_x^+$. In the case when both sides are lined with the same absorbent material, y should be replaced by $y = L_x k_x^+ / 2$. Eq. (8.4) is solved numerically to determine the wave number k_x^+ in the duct. The chosen solution from Eq. (8.4) is the one which presents the lowest attenuation. The same approach can be used to determine the wave number k_x^- of the reflected pressure. The associated dispersion equation is given by

$$\begin{aligned} & \frac{-j}{(1-M)^2} + \left(\frac{jM}{k_0^2 L_x^2 (1-M)} + \frac{Z}{\rho_0 \omega L_x} \right) w^2 + \left(\frac{jM}{4k_0^4 L_x^4} + \frac{Z}{3\rho_0 \omega L_x} \right) w^4 \\ & + \left(\frac{jM(1-M^2)}{8k_0^6 L_x^6} + \frac{2Z}{15\rho_0 \omega L_x} \right) w^6 = 0, \end{aligned} \quad (8.5)$$

with $w = L_x k_x^-$. After identification of the wave number components, the transfer matrix of the lined duct is calculated by [78]

$$T = \frac{e^{j(k_z^+ - k_z^-)L_z}}{Y^+ + Y^-} \begin{bmatrix} Y^- e^{-jL_z k_z^+} + Y^+ e^{+jL_z k_z^-} & Y^+ Y^- (e^{+jL_z k_z^-} - e^{-jL_z k_z^+}) \\ e^{+jL_z k_z^-} - e^{-jL_z k_z^+} & Y^+ e^{-jL_z k_z^+} + Y^- e^{+jL_z k_z^-} \end{bmatrix}, \quad (8.6)$$

where $Y^+ = Z_0 (k_0 - M k_z^+) / k_z^+$, $Y^- = Z_0 (k_0 + M k_z^-) / k_z^-$ and $Z_0 = \rho_0 c_0$.

In the absence of grazing air flow, $k_x^- = k_x^+ = k_x$ and $k_z^- = k_z^+ = \sqrt{(\omega / c_0)^2 - k_x^2}$, Eqs. (8.4) and (8.5) reduce to

$$u^2 + \frac{1}{3}u^4 + \frac{2}{15}u^6 = \frac{j\rho_0 L_x \omega}{Z}, \quad (8.7)$$

where u is given by $u = L_x k_x$. Again, in the case where both walls are lined with an absorbent material, u should be replaced by $u = L_x k_x / 2$. In the case with no flow, a

Taylor series expansion up to fourth order was used by Munjal [78] to obtain k_x . It will be shown in the next section that the proposed sixth order improves the results.

8.5 VALIDATION OF THE PROPOSED METHOD

8.5.1 Comparison with experiment without air flow

Experimental measurements are performed using a four-microphone impedance tube presented in Fig. 8.2. The tube has a square 50.8 mm x 50.8 mm cross section. Two speakers mounted on the left are used to generate white noise over a frequency range 300-3300 Hz and are powered by a power amplifier. At the right end of the tube, an anechoic termination reduces the wave reflection during the measurement. The sample material to be tested is placed in a sample holder which includes a piston for adjusting the cavity behind the material. The sample holder is placed between the 4 microphones with two microphones on each side of the sample. The length of the lined section is 254 mm. The distance between microphones 1 and 2 is 25.4 mm and is the same between microphones 3 and 4. The four microphones are calibrated to minimize the amplitude and phase errors between the channels using a multi-channel spectrum analyzer. The measurement procedure is done according to the standard ASTM E2611-09 [80].

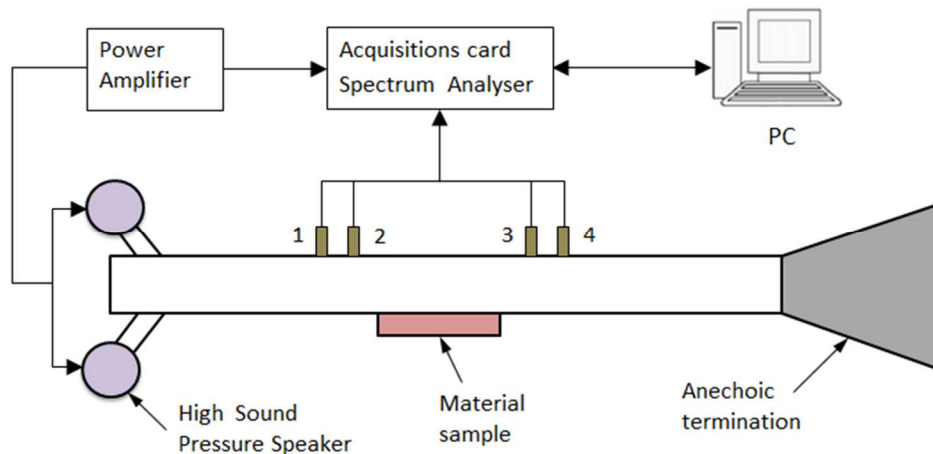
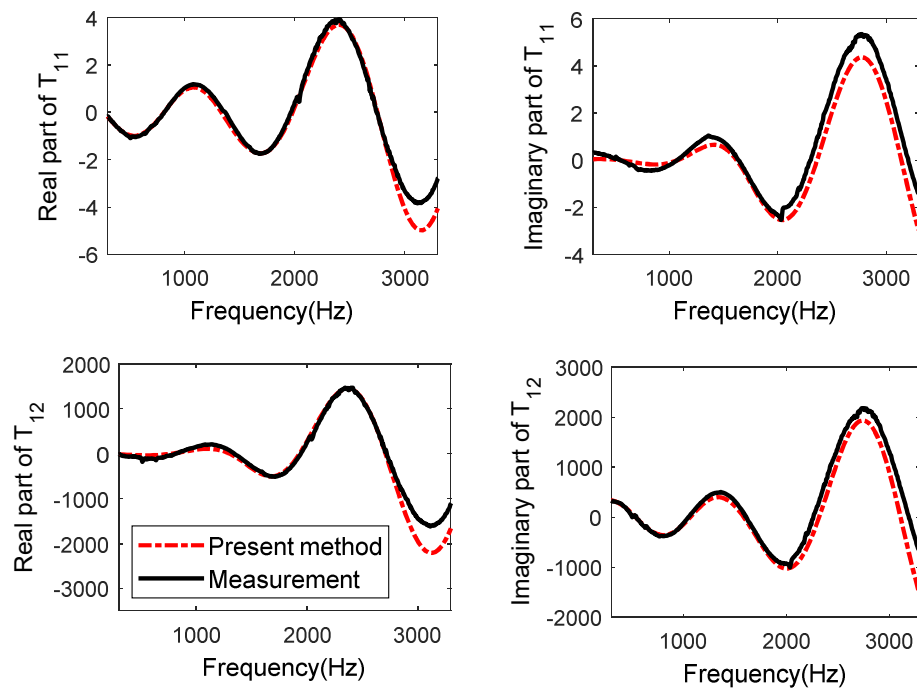


Figure 8.2 Experimental set up for four-microphone measurement.

In Fig. 8.3, the components of the transfer matrix of the duct lined with wool foam, predicted by the present method are compared with measurement results. The surface impedance of the porous foam is determined using the equivalent fluid model proposed by Johnson-Champoux-Allard [3,110]. The flow resistivity of the porous foam is 31255 N s m^{-4} , the porosity is 98%, the tortuosity is 1.07, the characteristic viscous and thermal lengths are respectively $135 \text{ }\mu\text{m}$ and $280 \text{ }\mu\text{m}$. The thickness of the porous foam is 17.5 mm and the length of the lined area is 254 mm .



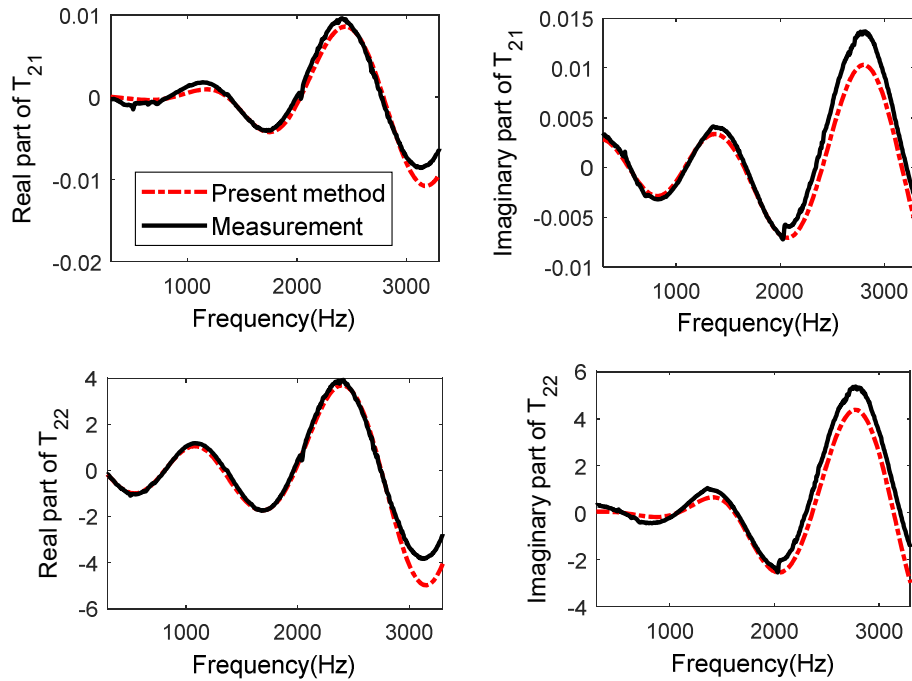


Figure 8.3 Comparison of measured and estimated transfer matrix of the duct lined with a porous foam.

The results of the present method agree well with the measurement in [Fig. 8.3](#).

In [Fig. 8.4](#), the comparison between theoretical and experimental results of the transfer matrix of the duct lined with a MPP absorber is presented. The equivalent fluid model proposed by Atalla and Sgard [\[1,2\]](#) is used to obtain the impedance of the MPP. The perforation diameter of the MPP is 1.2 mm, the thickness is 1.3 mm, the perforation open area is 7.8% and the cavity depth is 17.2 mm with a length of 254 mm. The measurement is performed at 100 dB so the nonlinear effect of the MPP is neglected.

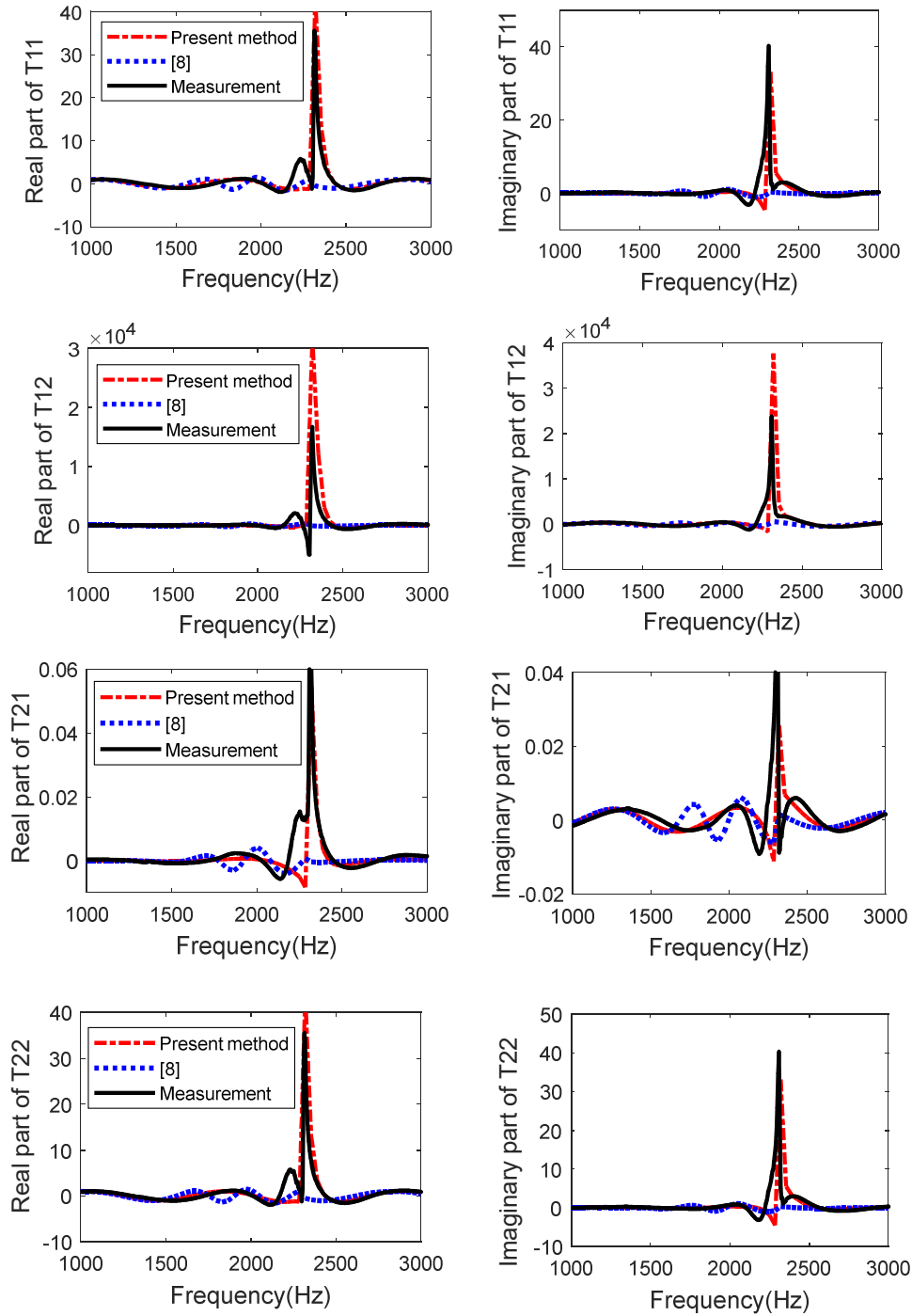


Figure 8.4 Comparison of measured and estimated transfer matrix of the duct lined with a micro-perforated panel absorber.

A good correlation between the present method and experimental results is again obtained in Fig. 8.4. On the other hand, the results obtained by Taylor series expansion at fourth order [78] are in discrepancy with the measurements around the resonant

frequency of the MPP absorber. The peak observed at the resonant is not predicted by the classical method [78].

In Figs. 8.5 and 8.6, the transmission loss and the sound absorption coefficient of a lined duct estimated by the present theory are compared with the results predicted by a segmentation approach proposed by Wang and Sun [71]. The duct is lined at both sides with a locally reacting liner whose perforation diameter is 2.5 mm, the thickness of MPP is 2 mm, the perforation ratio is 2% and the cavity depth is 25 mm. The length of the lined section is 0.1 m.

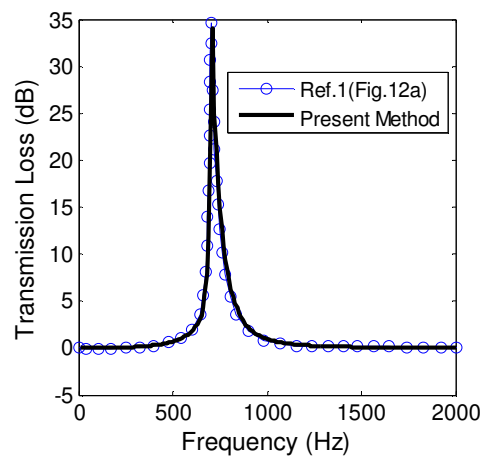


Figure 7.5 Transmission loss of the lined duct.

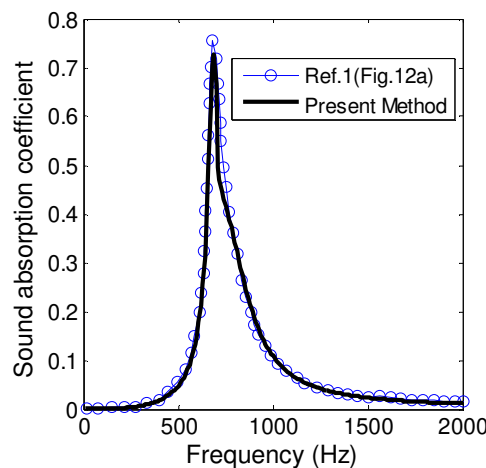


Figure 8.6 Sound absorption coefficient of the lined duct.

The results of the sound absorption coefficient and the transmission loss predicted by the present method agree well with the results obtained by segmentation approach [71].

The resonance of the transmission loss and the sound absorption coefficient occurs around 720 Hz and the frequency band is narrow.

8.5.2 Comparison for a lined duct with mean flow

The proposed method is validated numerically by comparison with finite element (FE) method using COMSOL Multiphysics. The lined duct is shown in Fig. 8.7 where the positions of the microphones are given respectively by 1, 2, 3 and 4. The length of the lined section is L . The distances between microphones are S_1 and S_2 . L_1 is the distance between microphone 2 and the left end of the lined area and L_2 the distance between microphone 3 and the left end of the lined area.

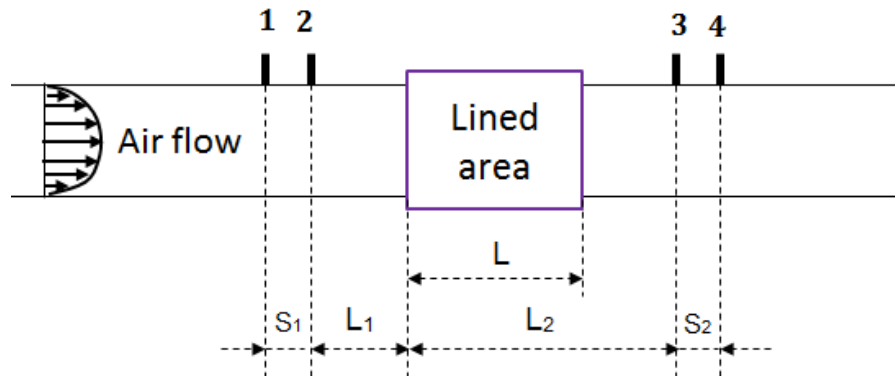


Figure 8.7 Schematic view of the lined duct.

The dimensions of the duct used for the numerical simulations are identical to the dimensions of the experimental set up described in the previous session, $S_1=S_2=25.4$ mm, $L=254$ mm, $L_1=113.1$ mm, and $L_2=367.1$ mm. For the numerical procedure, a pressure excitation of 1 Pa is applied at the inlet of the duct whereas the wave plane radiation is applied at the outlet. An uniform flow is imposed in the duct with Mach number $M=0.1$. The transfer matrix of the duct is calculated from the acoustic pressures obtained in positions 1, 2, 3 and 4. The lining material is a micro-perforated panel absorber characterized by acoustic impedance model [71] which depends on the air flow Mach number. The perforation diameter is 0.4 mm, the thickness of the panel is 2.0 mm, the

perforation ratio is 4% and the cavity depth is 25 mm. In Fig. 8.8, the transfer matrix of the lined duct predicted by the present method is compared with the numerical results.

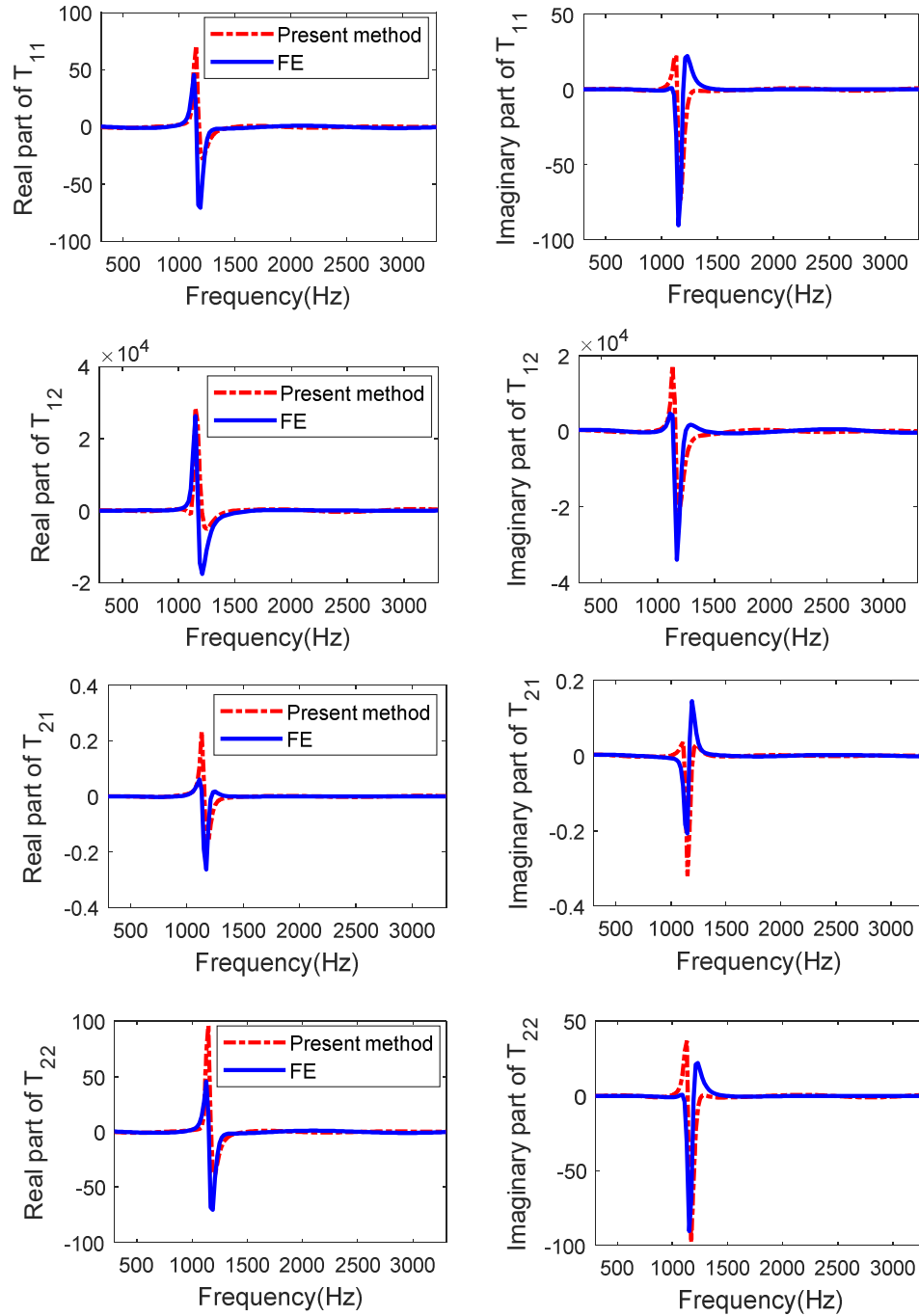


Figure 8.8 Transfer matrix of the duct with a micro-perforated panel absorber, $M=0.1$.

While not perfect, the components of the transfer matrix estimated by the proposed method agree well with the *FE* method. In particular, the present method predicts well the resonance of the absorber which occurs around 1150 Hz.

Figure 8.9 presents the comparison of the transmission loss predicted by the present method and the results of Ref. 12 for a duct lined with a wool porous foam in air flow condition with Mach number $M=0.2$. The transmission loss was obtained using 14 000 degrees of freedom limp model *FE* calculation. The porosity of the lining material is 99%, the flow resistivity is 9000 N s m^{-4} , the tortuosity is 1.0, the viscous and thermal characteristic lengths are respectively $192 \text{ }\mu\text{m}$ and $384 \text{ }\mu\text{m}$. The length of the lined section is 315 mm and the thickness of the porous layer is 39.2 mm [81].

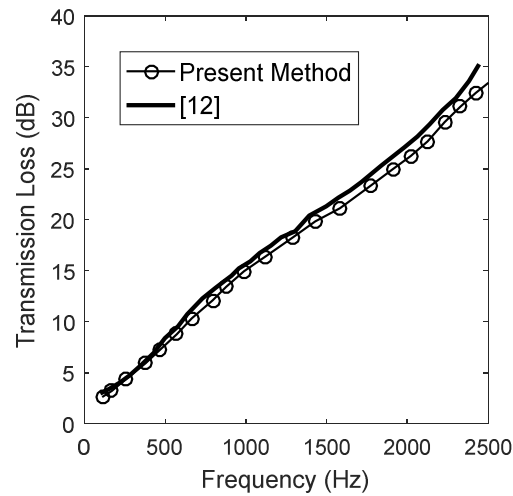


Figure 8.9 Comparison of the transmission loss.

The predicted results by the present method correlate well with the results of Ref. 79. A little difference is observed when frequency increases. It should be noted that the present method is limited to the plane wave propagation and does not take into account the effects of non-uniformity of flow and boundary layers.

The present method is compared with a finite element method presented by Tsuji et al [72] to model the sound propagation in a duct with mean flow as shown in Fig. 8.10. The transverse dimension of the duct is 0.02 m, U_0 is the uniform velocity at one end ($z=0$) and Z_T is the surface acoustic impedance at another end ($z=L_z$).

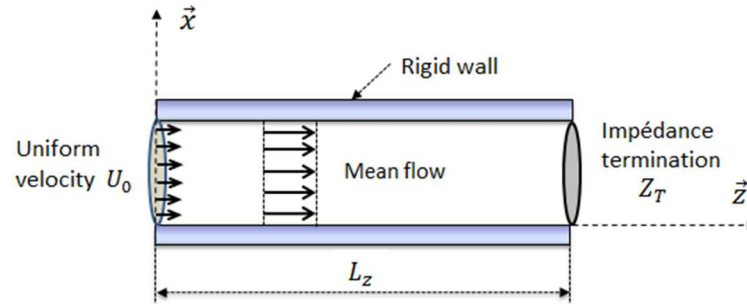


Figure 8.10 Acoustic duct with mean flow [72].

In Table 8.1, the amplitudes of the acoustic pressure at different positions along the duct (Fig. 10) are presented for different uniform flow Mach number which is varied from zero to 0.3. The predicted results by the present theory are compared with others approaches. The end of the duct is considered rigid so the termination impedance Z_T is infinite.

Tableau 8.1 Sound pressure at different points along the central z -axis in the duct for various Mach numbers (termination impedance $Z_T = \infty$).

M	z(m)	Analytical		Axisymmetric	Present
		Solution (Pa) [72]	1D FEM [72]	FEM [72]	
0	0.025	395.5485	395.630	395.554	395.5485
	0.05	360.6564	360.670	360.668	360.6564
	0.075	39.1396	39.105	39.104	39.13960
	0.1	313.4826	313.535	313.527	313.4826
0.1	0.025	385.3425	385.424	385.372	385.3425
	0.05	362.1175	362.126	362.075	362.1175
	0.075	45.6934	45.656	45.595	45.69340
	0.1	307.7277	307.777	307.834	307.7277
0.2	0.025	356.4191	356.499	356.549	356.4191
	0.05	369.5603	369.548	369.381	369.5604
	0.075	65.9677	65.918	65.676	65.96770
	0.1	294.1629	294.199	294.461	294.1630
0.3	0.025	311.6325	311.716	312.038	311.6325
	0.05	395.0928	395.020	394.755	395.0929
	0.075	105.0286	104.941	104.370	105.0286
	0.1	284.3307	284.331	284.997	284.3308

The results in Table 8.1 show that the estimated results by the present method agree well with the analytical solution.

Table 8.2 presents the amplitudes of the acoustic pressure along the duct where the termination impedance is the impedance of air.

Tableau 8.2 Sound pressure at different points along the central z -axis in the duct for various Mach numbers (termination impedance $Z_T = \rho_0 c_0$).

M	z(m)	Analytical Solution (Pa) [72]	1D FEM [72]	Axisymmetric FEM [72]	Present Method
0	0.025	408.0000	408.025	407.956	408.0000
	0.05	408.0000	408.028	408.024	408.0000
	0.075	408.0000	408.045	407.972	408.0000
	0.1	408.0000	408.032	408.027	408.0000
0.1	0.025	408.0000	408.038	407.975	408.0000
	0.05	408.0000	408.041	408.042	408.0000
	0.075	408.0000	408.062	407.994	408.0000
	0.1	408.0000	408.047	408.047	408.0000
0.2	0.025	408.0000	408.053	407.994	408.0000
	0.05	408.0000	408.051	408.056	408.0000
	0.075	408.0000	408.078	408.016	408.0000
	0.1	408.0000	408.061	408.065	408.0000
0.3	0.025	408.0000	408.070	408.016	408.0000
	0.05	408.0000	408.055	408.066	408.0000
	0.075	408.0000	408.092	408.035	408.0000
	0.1	408.0000	408.074	408.082	408.0000

The present method is in good correlation with the analytical solution.

Figure 8.11 illustrates the amplitude of sound pressure at the termination of the duct (Fig. 8.10) with respect to the flow Mach number and the frequency.

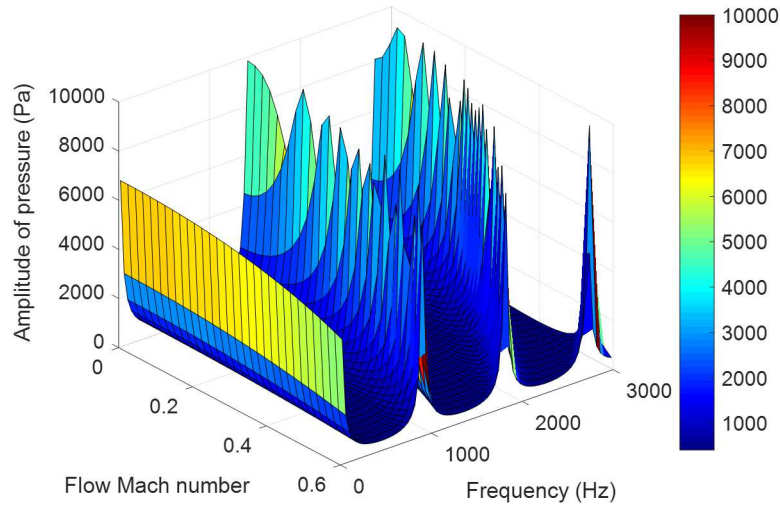


Figure 8.11 Amplitude of sound pressure at $z = 0.12$ m, $Z_T = \infty$.

At the end of the duct where the impedance is infinite, it can be seen in Fig. 8.11 that the amplitude of the sound pressure which depends on the frequency is affected by the flow Mach number. The frequencies corresponding to the peaks of the pressure decrease slightly when M increases

In Fig. 8.12, the amplitude of sound pressure is presented with respect to the frequency and the distance z for $M=0.3$.

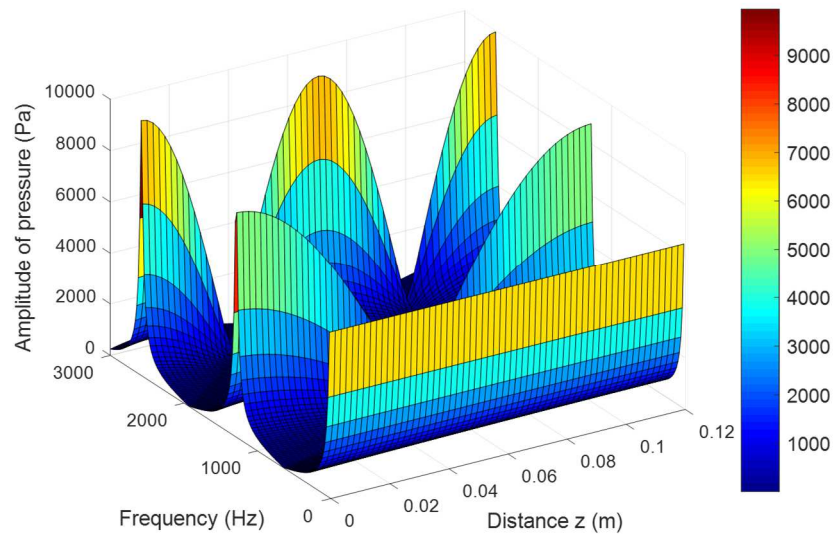


Figure 8.12 Amplitude of sound pressure, $Z_T = \infty$.

The amplitude of sound pressure in the duct depends on the position z along the duct and is zero at certain positions for specific frequencies.

The effect of the grazing air flow on the transmission loss and the sound absorption coefficient of a duct lined on one side by a MPP absorber is shown in Figs. 8.13 and 8.14. The lined area has a length of 254 mm with a width of 50.8 mm. The thickness of MPP is 1.0 mm; the perforation diameter is 0.8 mm, the perforation ratio is 4.3% and the cavity depth is 20 mm. Figure 8.14 presents the surface and the contour plots of the sound absorption coefficient with respect to the frequency and the flow Mach number.

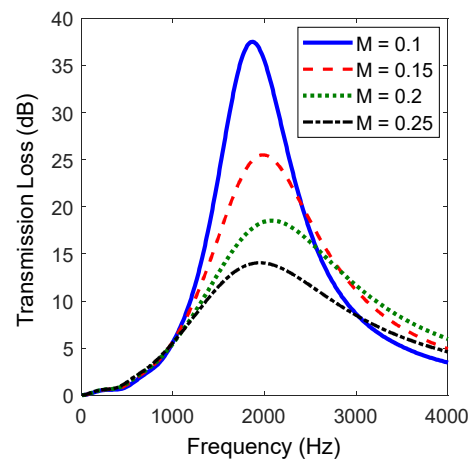


Figure 8.13 Transmission Loss in the presence of air flow.

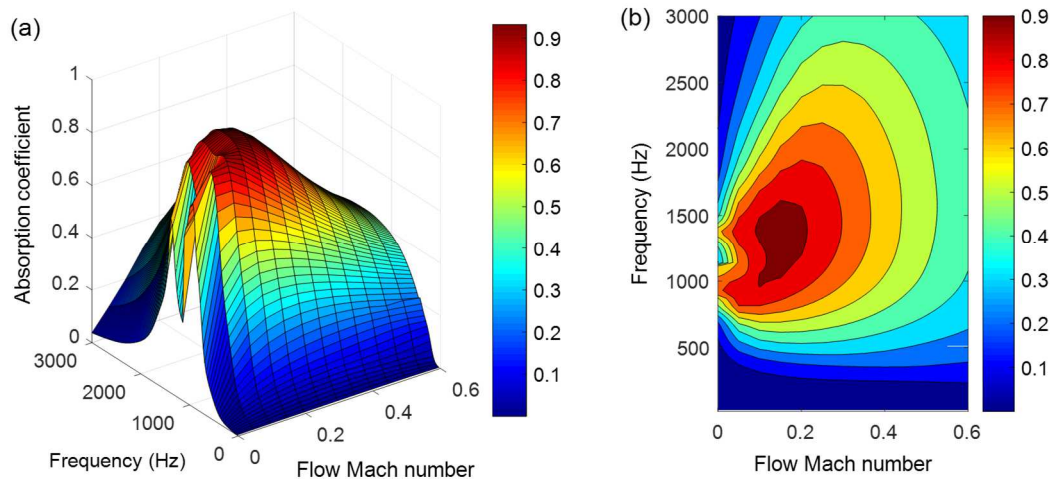


Figure 8.14 Sound absorption coefficient in the presence of air flow.

In Fig. 8.13 and 8.14, the peaks of the maximum transmission loss and sound absorption are reduced by the air flow. Indeed, the grazing air flow increases the resistance of the MPP absorber and reduces the reactance [53,54] and when M is high, the resistance of the absorber can become so important that its acoustic attenuation efficiency is low.

8.6 CONCLUSION

A simple analytical approach to identify propagating wave number in a lined acoustic duct with uniform flow is presented. The predicted transfer matrix and transmission loss of lined duct using the present approach show good agreement with the experimental results performed at grazing incidence without air flow. In the case of uniform grazing flow, the approach presents a good correlation with a finite element method.

8.7 ACKNOWLEDGMENT

This work is performed under GARDN project supported by Pratt & Whitney Canada and Federal government (BL-NCE) funds.

CHAPITRE 9

MODÉLISATION DES TRAITEMENTS ACOUSTIQUES SOUS INCIDENCE OBLIQUE

9.1 Impédance de surface d'un matériau poreux sous incidence oblique

On considère deux milieux fluides 1 et 2 comme le montre la [figure 9.1](#) où l'axe x_2 est orthogonal au plan $(0, x_1, x_3)$. L'onde acoustique se propage dans le fluide 1 et arrive sur la surface du fluide 2 avec un angle incident θ_i . L'onde est transmise dans le fluide 2 avec un angle θ_t et l'angle de réflexion dans le fluide 1 est θ_r . Aucune propagation d'onde ne s'effectue suivant l'axe x_2 alors $k_{i2} = k_{r2} = k_{t2} = 0$ [3]

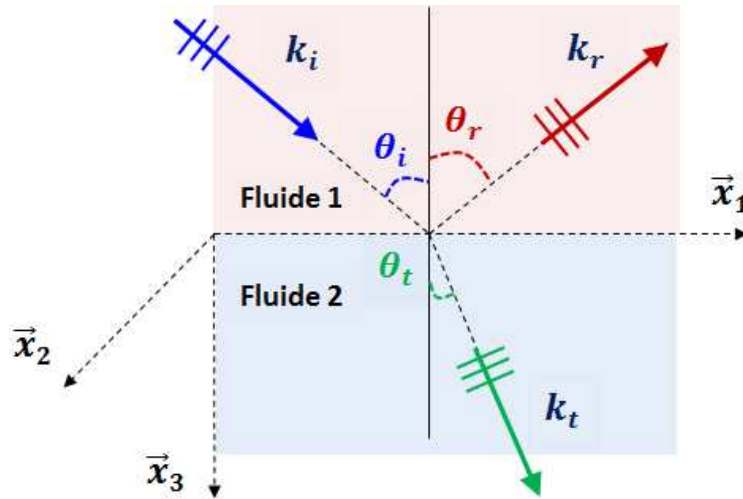


Figure 9.1 Réflexion et réfraction d'une onde plane sur une surface séparant deux milieux [3]

En utilisant la loi de réflexion et de réfraction on obtient les relations suivantes à partir de la [figure 9.1](#)

$$\begin{cases} \theta_i = \theta_r \\ k \sin \theta_i = k' \sin \theta_t \end{cases} \quad (9.1)$$

Où k et k' sont les nombres d'onde complexes dans les fluides 1 et 2.

La projection des nombres d'ondes sur les axes donne

$$\begin{cases} k_{i1} = k \sin \theta_i = k \sin \theta_r = k_{r1} \\ k_{i3} = k \cos \theta_i = k \cos \theta_r = -k_{r3} \\ k \sin \theta_i = k' \sin \theta_t \Rightarrow k_{i1} = k_{t1} \end{cases} \quad (9.2)$$

Soit un matériau d'épaisseur D . On considère une propagation d'onde acoustique sous incidence oblique illustrée par la [figure 9.2](#)

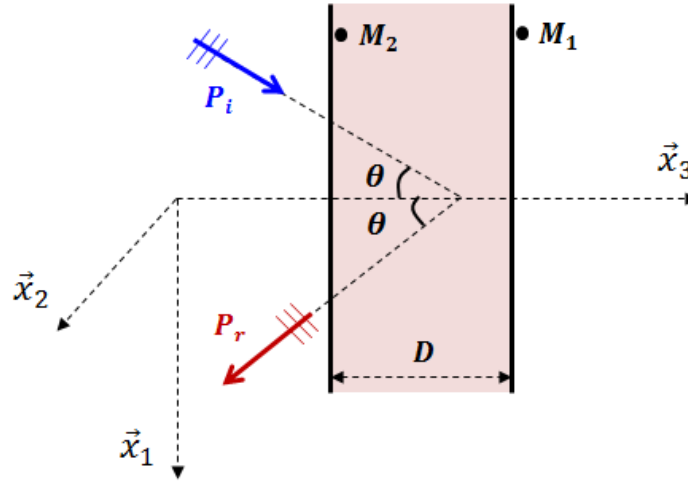


Figure 9.2 Propagation d'onde dans un matériau avec angle θ [3]

Les expressions des pressions et des vitesses sont

$$p(x_1, x_3) = A_i e^{j(-k_1 x_1 - k_3 x_3 + \omega t)} + A_r e^{j(-k_1 x_1 + k_3 x_3 + \omega t)} \quad (9.3)$$

$$v_3(x_1, x_3) = \frac{A_i}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(-k_1 x_1 - k_3 x_3 + \omega t)} - \frac{A_r}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(-k_1 x_1 + k_3 x_3 + \omega t)} \quad (9.4)$$

L'impédance dans la direction x_3 au point M_1 est donnée par

$$Z(M_1) = \frac{p(x_1, x_3)}{V_3(x_1, x_3)} = \frac{A_i e^{j(-k_3 x_3(M_1))} + A_r e^{j(k_3 x_3(M_1))}}{\frac{A_i}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(-k_3 x_3(M_1))} - \frac{A_r}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(k_3 x_3(M_1))}} \quad (9.5)$$

Au point M_2 , l'impédance s'écrit

$$Z(M_2) = \frac{p(x_1, x_3)}{V_3(x_1, x_3)} = \frac{A_i e^{j(-k_3 x_3(M_2))} + A_r e^{j(k_3 x_3(M_2))}}{\frac{A_i}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(-k_3 x_3(M_2))} - \frac{A_r}{Z_c} \frac{k_3}{k} e^{j(k_3 x_3(M_2))}} \quad (9.6)$$

En tirant le rapport $\frac{A_r}{A_i}$ à partir de l'équation (9.5) et en le remplaçant dans l'équation (9.6), on obtient :

$$Z(M_2) = \frac{Z_c k}{k_3} \left[\frac{-jZ(M_1) \cot Dk_3 + \frac{Z_c k}{k_3}}{Z(M_1) - j \frac{Z_c k}{k_3} \cot Dk_3} \right] \quad (9.7)$$

On considère le cas où on a un mur rigide en arrière du matériau poreux comme le montre la figure 9.3.

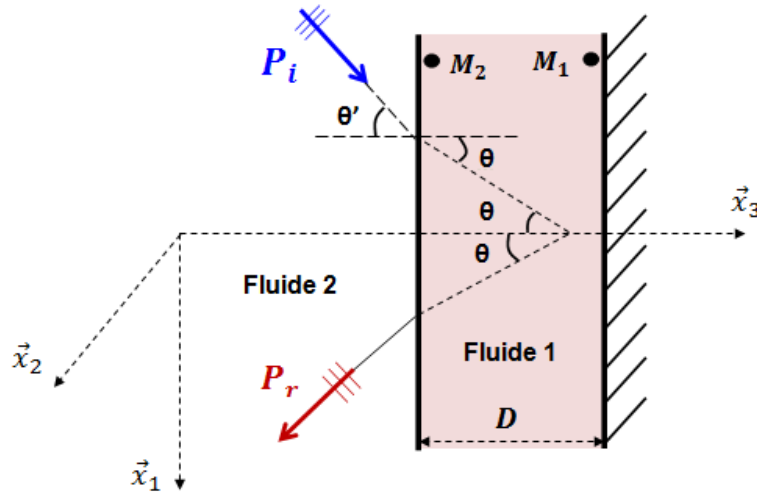


Figure 9.3 Onde acoustique au sein d'un matériau sous incidence oblique [3]

En utilisant l'équation (9.2) pour le cas de la figure 9.3, on a

$$\begin{cases} k_1 = k \sin \theta = k' \sin \theta = k_1' \\ k_1^2 + k_3^2 = k^2 \Rightarrow k_3 = \sqrt{k^2 - k_1'^2} \end{cases} \quad (9.8)$$

Sachant que l'impédance au point M_1 sur la figure 9.3 est infinie alors l'impédance au point M_2 à partir de l'équation (9.7) est

$$Z(M_2) = -jZ_c \frac{k}{k_3} \cot(Dk_3) \quad (9.9)$$

Le milieu 2 sur la figure 9.3 étant l'air alors $k' = k_0 = \omega/c_0$, donc l'équation (9.8) s'écrit

$$k_3 = \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} \quad (9.10)$$

Pour exprimer l'impédance de surface d'un matériau poreux sous incidence oblique, on considère la figure suivante où le matériau poreux a une épaisseur D et l'angle d'incidence est θ

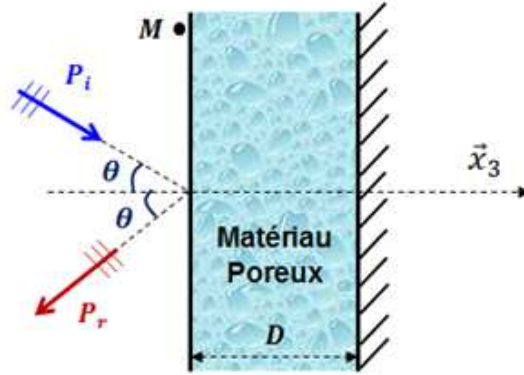


Figure 9.4 Onde acoustique sous incidence oblique sur la surface d'un matériau [3]

En utilisant les équations (9.9) et (9.10), l'impédance à la surface du matériau (Fig. 9.4) est donnée par

$$Z(M) = -jZ_c \left(\frac{k}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}} \right) \cot \left(d \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} \right) \quad (9.11)$$

Avec Z_c et k l'impédance caractéristique et le nombre d'onde du matériau poreux.

On considère un matériau poreux de résistivité $\sigma = 10500 \text{ N.s/m}^4$ et d'épaisseur 6 cm qu'on caractérise par le modèle du fluide équivalent de Delany et Bazley [125]. Les figures 9.5 à 9.7 montrent l'impédance de surface normalisée du matériau et le coefficient d'absorption pour différents angles d'incidence.

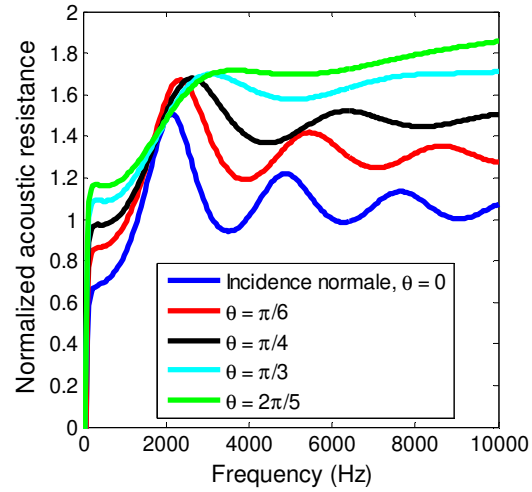


Figure 9.5 Résistance spécifique normalisée du matériau sous incidence oblique

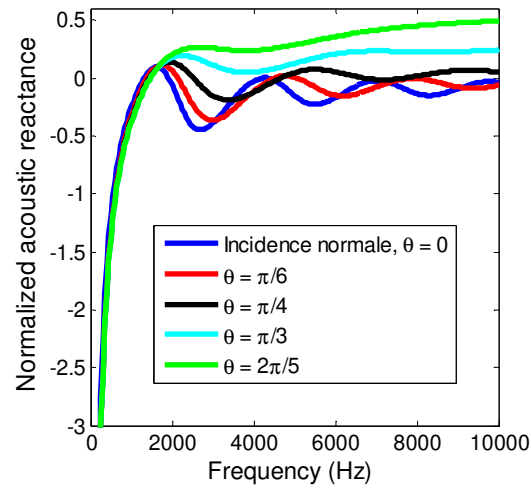


Figure 9.6 Réactance spécifique normalisée du matériau sous incidence oblique

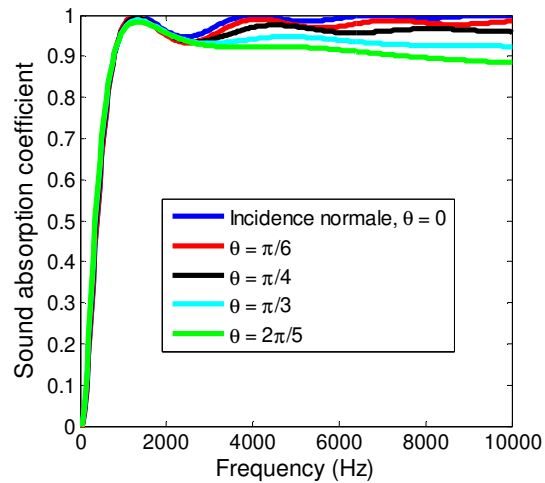


Figure 9.7 Coefficient d'absorption du matériau sous incidence oblique

Les figures 9.5 et 9.6 montre que la résistance normalisée du matériau poreux ainsi que la réactance augmentent avec l'angle d'incidence. Sur la figure 9.7, le coefficient d'absorption le plus important est obtenu pour l'angle d'incidence nul.

9.2 Réflexion à la surface d'un matériau à réaction localisée

Pour un matériau à réaction localisée, les ondes transmises se propagent uniquement dans la direction normale à la surface du matériau c'est à dire que θ_t sur la figure 9.1 est toujours nul. La figure suivante illustre un matériau à réaction localisée, il s'agit d'une structure en nid d'abeille.

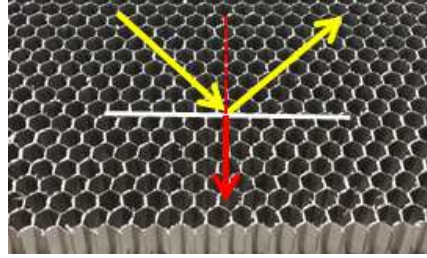


Figure 9.8 Propagation d'onde dans un matériau à réaction localisée.

On note Z_1 et Z_2 les impédances des milieux 1 et 2 de la figure 9.1. L'impédance à l'interface des deux fluides s'écrit

$$Z_s = \frac{p(x_1, 0)}{v_3(x_1, 0)} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \frac{Z_1}{\cos \theta_i} = \frac{Z_2}{\cos \theta_t} \quad (9.12)$$

Le coefficient de réflexion est donné par

$$R = \frac{Z_s \cos \theta_i - Z_1}{Z_s \cos \theta_i + Z_1} \quad (9.13)$$

Avec un matériau à réaction localisée (Fig. 9.8) où θ_t est nul, l'équation (9.12) montre que l'impédance de surface Z_s est égale à l'impédance Z_2 qui est indépendante de l'angle d'incidence θ_i . La figure 9.9 représente un liner acoustique constitué d'une plaque micro-perforée couplée à une structure en nid d'abeille et un fond rigide. Les cellules du nida ne communiquent pas entre elles. Ainsi l'onde acoustique qui arrive sous un angle d'incidence sur la surface de la plaque micro-perforée se propage dans les nidas dans une

direction perpendiculaire à la surface de la plaque. Ce liner est un matériau à réaction localisée.

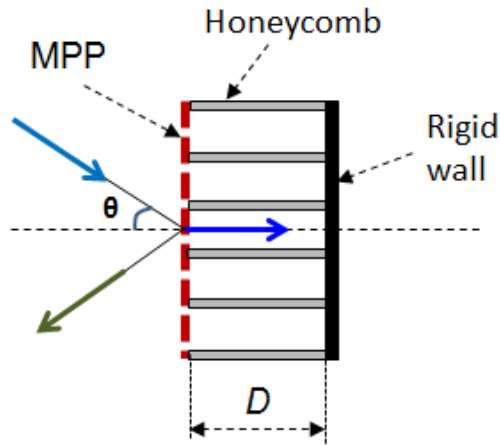


Figure 9.9 Liner acoustique.

L'impédance de surface normalisée Z_s du liner est donnée par

$$Z_s = Z_{MPP} - j \cot(k_0 D) \quad (9.14)$$

Où Z_{MPP} est l'impédance acoustique normalisée de la plaque micro-perforée.

Dans le cas où on a la communication entre les cellules du nida à cause des trous de drainage, le liner n'est plus à réaction localisée et l'angle θ_t n'est plus nul comme le montre la [figure 9.10](#).

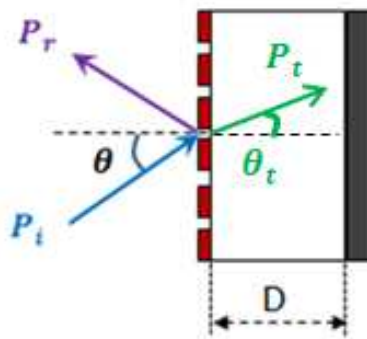


Figure 9.10 Onde acoustique dans une cavité sous incidence oblique.

L'impédance acoustique normalisée de la cavité d'air (Fig. 9.10) à partir de l'équation (9.11) est alors donnée par

$$Z_D = -\frac{j}{\cos \theta} \cot(k_0 D \cos \theta) \quad (9.15)$$

L'impédance de surface normalisée du liner s'écrit alors $Z_s = Z_{MPP} + Z_D$

9.3 Impédance non linéaire des plaques micro-perforées sous incidence oblique par la méthode du fluide équivalent.

Dans le cas linéaire, l'impédance de la plaque micro-perforée et l'impédance à la surface du liner à réaction localisée sont indépendantes de l'angle d'incidence θ . Dans ce cas, les modèles d'impédance acoustique linéaire [1-3,5,6] peuvent être utilisés dans l'équation (9.14) pour Z_{MPP} .

Sous hauts niveaux de pression acoustique, la vitesse particulière dans la perforation de MPP sous incidence normale lorsque θ est nul est donnée par [21]

$$\bar{V}_a = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i(1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right] \quad (9.16)$$

La pression incidente \bar{P}_i est normale à la surface des perforations. Dans le cas de l'incidence oblique illustrée sur la figure 9.10, nous proposons d'utiliser dans l'équation (9.16), la pression incidente projetée sur la normale c'est-à-dire $\bar{P}_i \cos \theta$. Ainsi, la vitesse particulière acoustique dans la perforation de la plaque en fonction de la pression incidente \bar{P}_i sous incidence oblique est donnée par

$$\bar{V}_a(\theta) = \frac{c_0}{\sqrt{2}} \frac{\phi}{(1-\phi^2)} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i \cos \theta (1-\phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right] \quad (9.17)$$

La résistivité au passage de l'air de la plaque micro-perforée sous incidence normale est présentée dans le chapitre 3 pour les hauts niveaux de pression. Elle s'écrit

$$\sigma_t = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 (1 - \phi^2)}{\pi h \phi C_D^2} V_a \quad (9.18)$$

En incidence oblique, l'expression proposée pour la résistivité au passage de l'air de la plaque micro-perforée pour les hauts niveaux de pression en utilisant l'équation (9.17) est

$$\sigma_t(\theta) = \frac{8\eta}{\phi r^2} + \beta \frac{\rho_0 c_0}{\pi h C_D^2} \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i \cos \theta (1 - \phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right] \quad (9.19)$$

La tortuosité de la plaque micro-perforée pour les hauts niveaux de pression comme fonction de la pression incidente sous incidence oblique est exprimée par cette équation (9.20) par

$$\alpha_{\infty nl}(\theta) = 1 + \frac{2\Psi}{t} 0.48 \sqrt{\pi r^2} \left[\sum_{n=0}^8 a_n (\sqrt{\phi})^n \right] \left[1 + \frac{1}{(1 - \phi^2)} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\sqrt{2}\bar{P}_i \cos \theta (1 - \phi^2)}{\rho_0 c_0^2 \phi^2}} \right) \right]^{-1}$$

Ainsi, en utilisant les relations (9.19) et (9.20), l'impédance acoustique normalisée de la plaque micro-perforée par la méthode du fluide équivalent pour les hauts niveaux de pression est donnée en incidence oblique par

$$Z_{MPP}(\theta) = j \frac{\omega t}{c_0 \phi} \alpha_{\infty nl}(\theta) \left(1 + \frac{\sigma_t(\theta) \phi}{j \omega \rho_0 \alpha_{\infty nl}(\theta)} \sqrt{1 + \frac{4 j \rho_0 \omega \eta \alpha_{\infty nl}^2(\theta)}{\phi^2 \Lambda^2 \sigma_t^2(\theta)}} \right) \quad (9.21)$$

La figure 9.11 représente le coefficient d'absorption du liner illustré sur la figure 9.9 à 110 dB pour différents angles d'incidence.

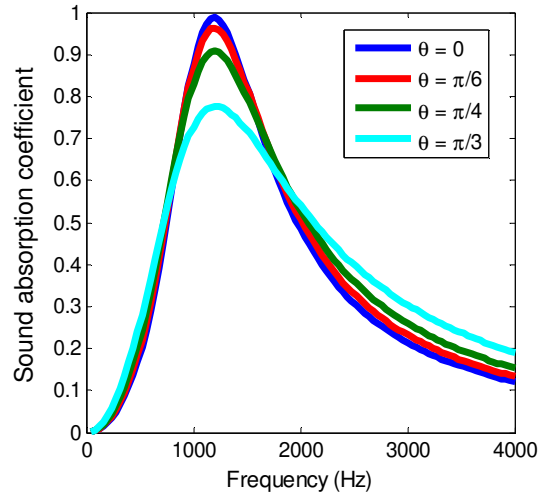


Figure 9.11 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=110 dB, thickness=1mm, $d=0.4$ mm, POA=2%, $D=25$ mm)

Sur la [figure 9.11](#), le pic du coefficient d'absorption du liner diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence. L'absorption du liner est ainsi affectée par l'angle d'incidence.

Les [figures 9.12](#) et [9.13](#) montrent les coefficients d'absorption du liner ([Fig. 9.9](#)) en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence respectivement à 130 dB et 150 dB.

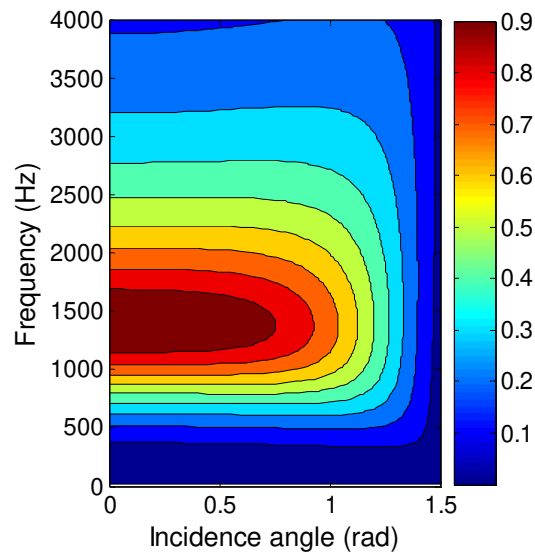


Figure 9.12 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=130 dB, thickness =1mm, hole diameter=1 mm, POA=3%, $D=25$ mm)

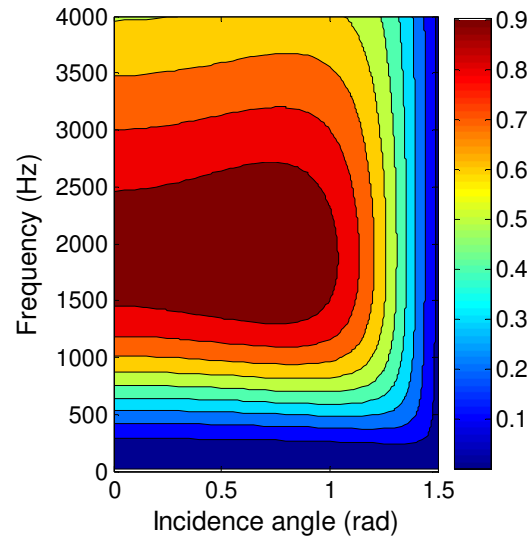


Figure 9.13 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=150 dB, thickness=1mm, hole diameter =1 mm, POA=6%, D=25 mm)

Les figures 9.12 et 9.13 montrent que le liner n'absorbe pas assez d'énergie acoustique lorsque l'angle d'incidence devient important. Sur les figures 9.14 et 9.15, on montre le coefficient d'absorption du liner illustré sur la figure 9.10 en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence à 110 dB et 150 dB.

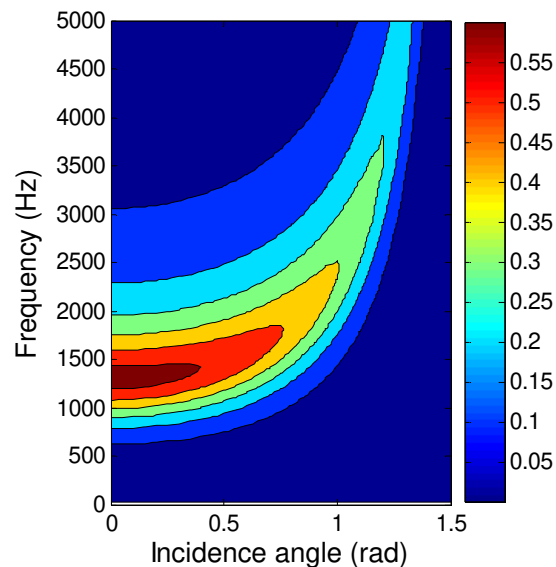


Figure 9.14 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=110 dB, thickness=1mm, hole diameter=1 mm, POA=3%, D=25 mm)

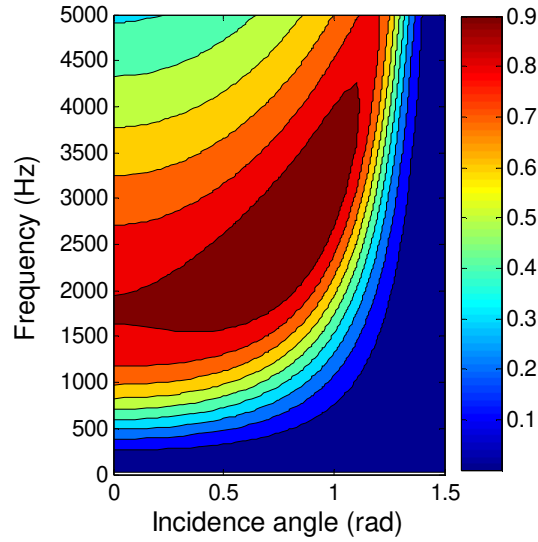


Figure 9.15 Sound absorption coefficient of the liner (SPL=150 dB, thickness=1mm, hole diameter=1 mm, POA=5%, D=25 mm)

La fréquence de résonance du liner sur les figures 9.14 et 9.15 décroît lorsque l'angle d'incidence augmente.

9.4 Étude expérimentale en incidence oblique

Dans cette partie, une étude expérimentale a été réalisée pour vérifier l'approche théorique en incidence oblique.

9.4.1 Description de la méthode de mesure

Un monopole est positionné à une hauteur H au-dessus de l'échantillon de matériau poreux à caractériser comme le montre la figure 9.16. Deux microphones notés M_1 et M_2 sont placés respectivement à des hauteurs H_1 et H_2 au centre du matériau d'épaisseur D . L'accélération volumique du monopole est notée \dot{q}_i . Le champ acoustique à n'importe quelle position des microphones est une superposition de deux ondes acoustiques générées par la source \dot{q}_i et la source image \dot{q}'_i positionnées respectivement à des distances r_i et r'_i du receveur [124].

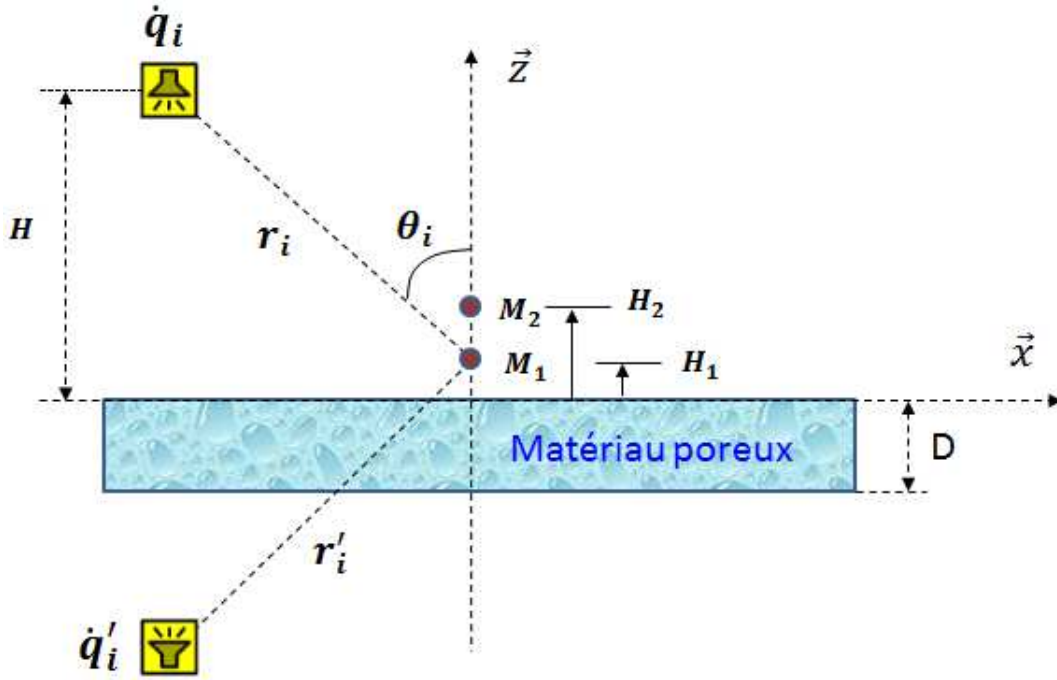


Figure 9.16 Description de la méthode de mesure

Pour une faible distance entre les deux microphones de sorte que l'angle θ_i soit le même pour les deux micros, la pression acoustique mesurée à une hauteur H du monopole par rapport aux micros M_j ($j=1,2$) est donnée par [124]

$$p_{ij}(\theta_i, \omega) = \rho_0 \dot{q}_i(\omega) \frac{e^{-jk_0 r_{ij}}}{r_{ij}} + R(\theta_i, \omega) \rho_0 \dot{q}_i(\omega) \frac{e^{-jk_0 r'_{ij}}}{r'_{ij}} \quad (9.22)$$

Avec r_{ij} la distance entre la source et la $i^{\text{ème}}$ position de la source par rapport au micro M_j , r'_{ij} la distance entre la source et la $i^{\text{ème}}$ position de la source image par rapport au micro M_j et $R(\theta_i, \omega)$ est le coefficient de réflexion à la surface du matériau qui donné par

$$R(\theta_i, \omega) = \frac{\frac{e^{-jk_0 r_{i2}}}{r_{i2}} - G(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r_{i1}}}{r_{i1}}}{G(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r'_{i1}}}{r'_{i1}} - \frac{e^{-jk_0 r'_{i2}}}{r'_{i2}}} \quad (9.23)$$

Le coefficient d'absorption est alors calculé par

$$\alpha(\theta_i, \omega) = 1 - |R(\theta_i, \omega)|^2 \quad (9.24)$$

9.4.2 Les matériels de mesure

La source acoustique pour cette mesure est un monopole montré sur la [figure 9.17](#)



Figure 9.17 Le monopole

La [figure 9.18](#) montre le système d'acquisition et l'amplificateur



Figure 9.18 Système d'acquisition et l'amplificateur.

Un triplé de microphones est utilisé au-dessus de l'échantillon à tester comme le montre la [figure 9.19](#). La distance entre les micros 1 et 3 est de 3 cm et celle entre les micros 2 et 3 est de 3 cm également. Pour les présents tests, on a utilisé les micros 1 et 3 pour les fréquences élevées. Les tests en basses fréquences nécessitent des distances intermicrophoniques plus grandes.

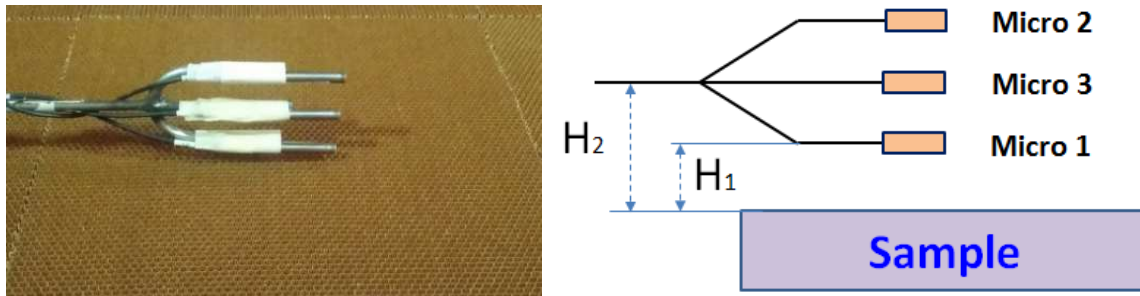


Figure 9.19 Échantillon de matériau à tester avec les micros.

La mesure est réalisée dans la salle anéchoïque et la [figure 9.20](#) illustre le montage où le monopole est placé à une hauteur H à la surface du matériau à caractériser qui est une structure en nid d'abeille.

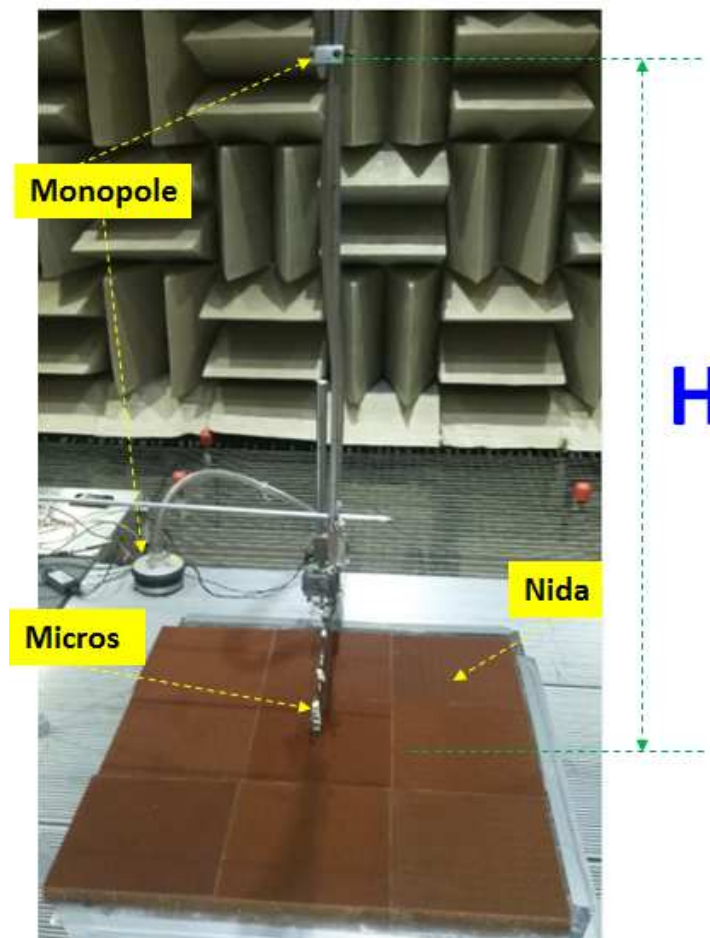


Figure 9.20 Montage dans la salle anéchoïque.

9.4.3 Mesure de la directivité du monopole

Pour vérifier la directivité du monopole, on mesure la pression acoustique $p(\theta_m)$ à l'aide d'un microphone placé à une distance R du monopole pour différentes positions angulaires θ_m comme le montre la [figure 9.21](#). Pour un monopole idéal, cette pression est la même pour toutes les positions angulaires.

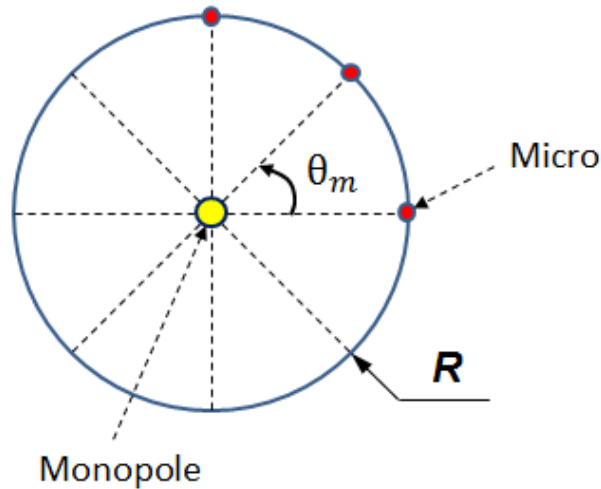


Figure 9.21 Schéma pour la directivité du monopole

La [figure 9.22](#) présente le montage pour la mesure de la directivité du monopole.

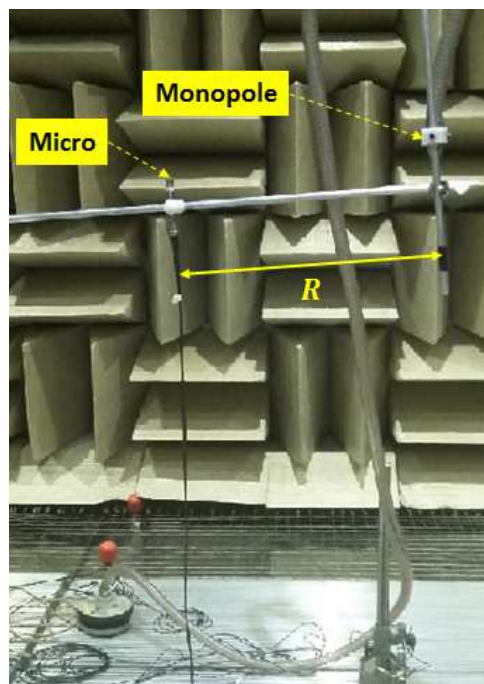


Figure 9.22 Montage pour la mesure de la directivité du monopole

Pour chaque position angulaire du microphone, on compare le rapport G de la pression acoustique $p(\theta_m)$ sur l'accélération volumique du monopole \dot{q} avec le résultat théorique qui s'écrit

$$G = \frac{p(\theta_m)}{\dot{q}} = \rho_0 \frac{e^{jRk_0}}{4\pi R} \quad (9.25)$$

Sur les figures 9.23 et 9.24, on compare l'amplitude et la phase de G donné en équation 9.23 pour une distance $R=120$ cm. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la théorie.

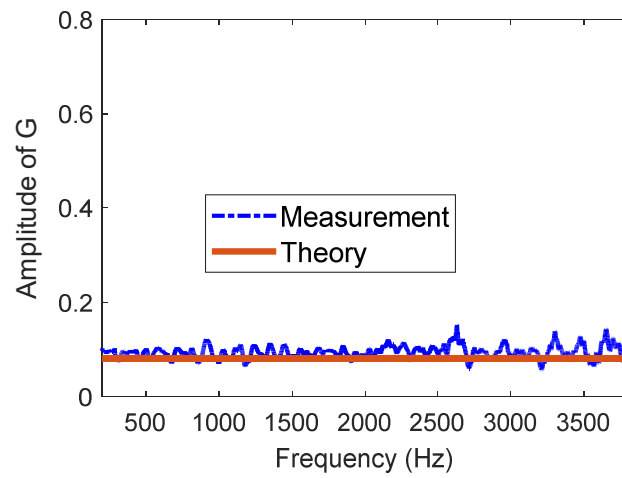


Figure 9.23 Amplitude de G

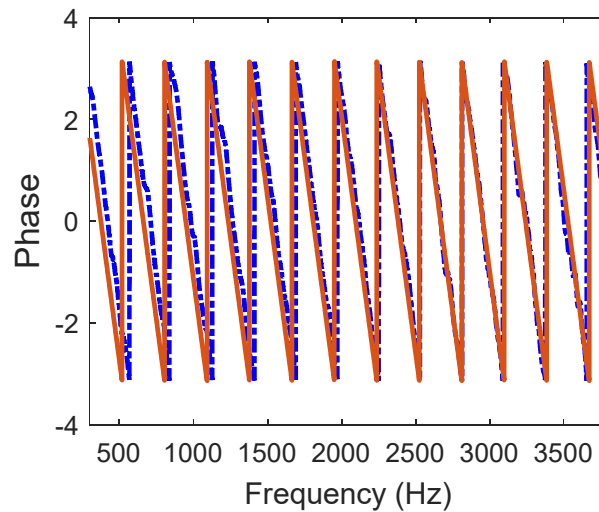


Figure 9.24 Phase de G

Les figures 9.25(a) et 9.25(b) montrent l'amplitude de G (équation 9.25) pour une distance $R=30$ cm et pour différentes fréquences. Les mesures ont été faites pour douze positions angulaires différentes représentées par des points sur les diagrammes polaires.

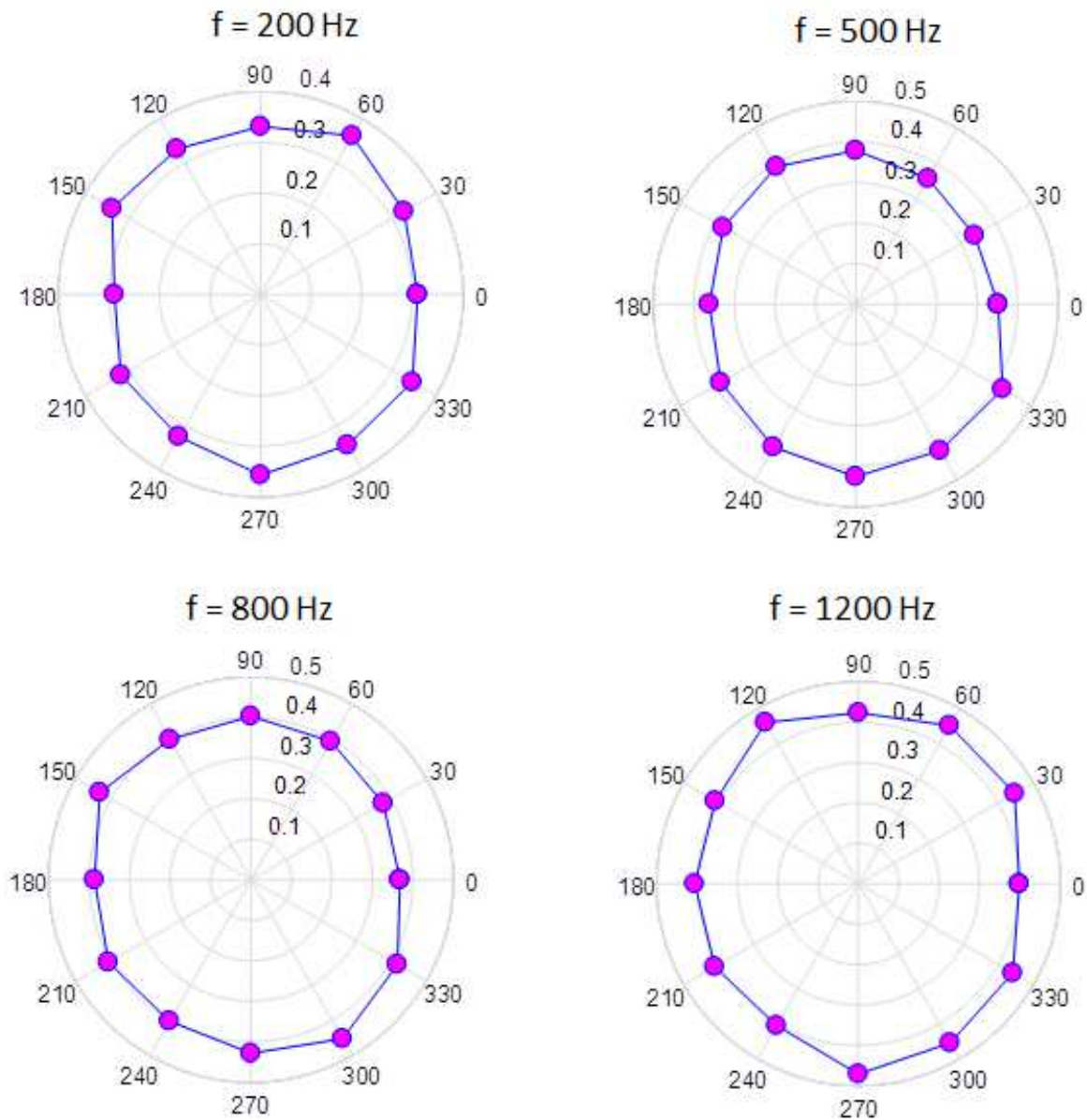


Figure 9.25(a) Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $f=200$ Hz, $f=500$ Hz, $f=800$ Hz et $f=1200$ Hz

La figure 9.25(b) représente l'amplitude de G (équation 9.25) mesurée expérimentalement à la distance $R=30$ cm pour les fréquences $f=1600$ Hz, $f=2000$ Hz, $f=2400$ Hz et $f=3800$ Hz

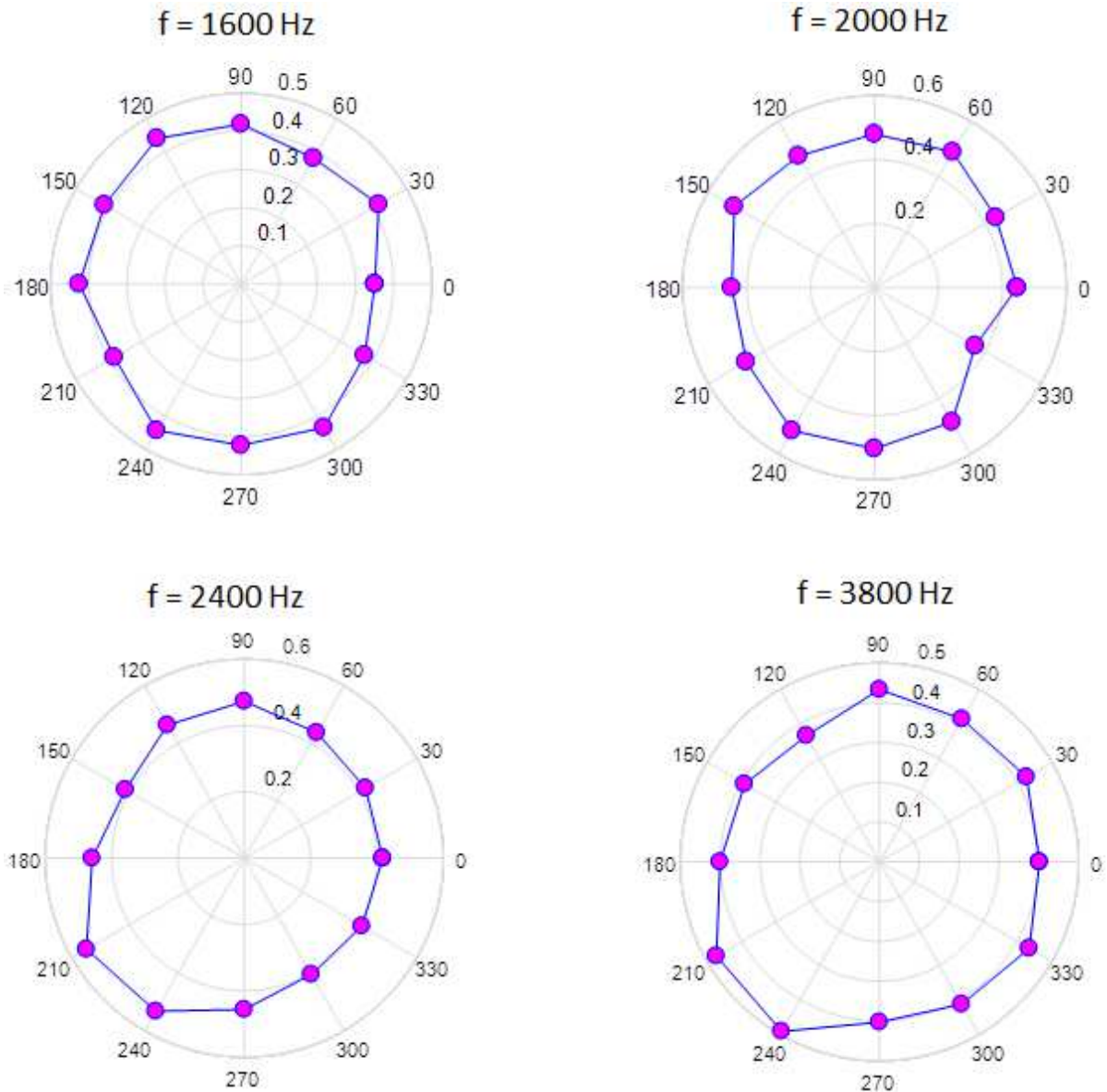


Figure 9.25(b) Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $f=1600$ Hz, $f=2000$ Hz, $f=2400$ Hz et $f=3800$ Hz

Les figures 9.25(a) et 9.25(b) montrent que les pressions acoustiques mesurées à la distance $R=30$ cm du monopole pour douze positions angulaires sont presque identiques.

Sur la [figure 9.26](#), la distance R est fixée à 60 cm et la mesure a été faite aussi à douze positions angulaires pour différentes fréquences.

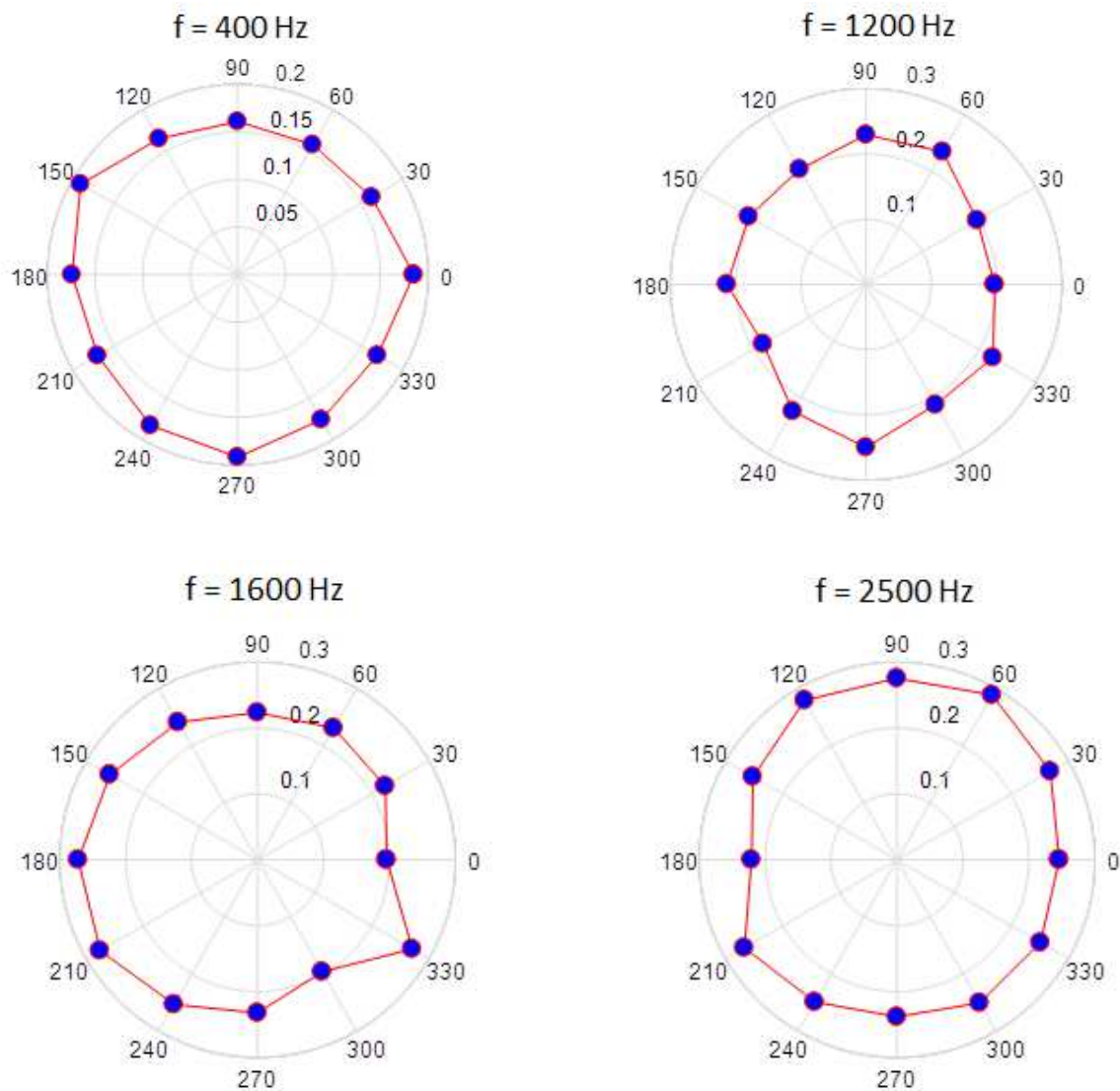


Figure 9.26 Amplitude de G à différentes positions angulaires pour $R = 60$ cm

L'écart entre les pressions acoustiques mesurées à différentes positions angulaires pour $R = 60$ cm est faible. Selon l'équation 9.23, lorsqu'on double le rayon R , le rapport G est divisé par 2. On voit sur les [figures 9.25\(a\)](#) et [9.26](#) que pour $f = 1200$ Hz, l'amplitude de G pour $R = 30$ cm est le double de celle de G pour $R = 60$ cm.

9.4.4 Mesure en incidence oblique avec le monopole

Le monopole est décalé d'une distance L de la position normale et sa hauteur par rapport à l'échantillon à tester est H comme le montre la [figure 9.27](#).

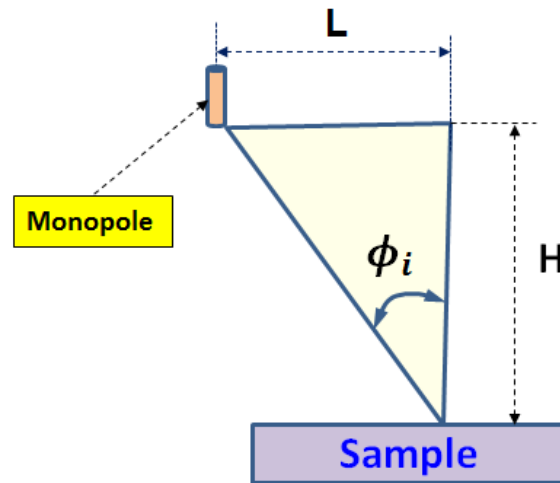


Figure 9.27 Position du monopôle en incidence oblique

La [figure 9.28](#) montre le montage du monopôle pour les tests en incidence oblique dans la salle anéchoïque.

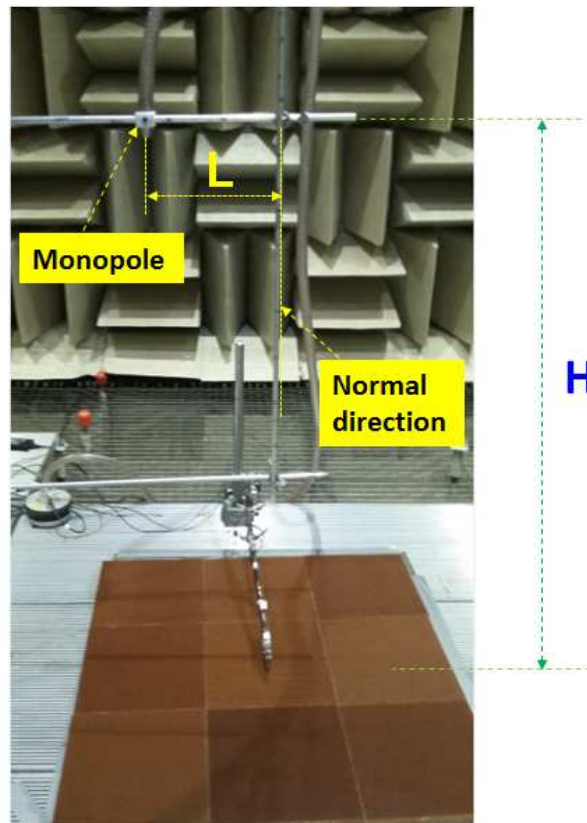


Figure 9.28 Montage du monopôle pour les tests en incidence oblique

L'angle d'incidence ϕ_i sur la figure est calculé par

$$\phi_i = \tan^{-1}(L/H) \quad (9.26)$$

9.4.5 Tests de Nida sur fond rigide avec le monopole

Pour les mesures, on teste en premier lieu une structure en nid d'abeille illustré sur la [figure 9.29](#) qui mesure 1.3 m^2 en superficie. L'impédance normalisée du nida en incidence oblique est exprimée dans l'équation (9.15). Le nida est sur fond rigide avec une épaisseur de 31.75 mm.



Figure 9.29 Échantillon de mesure (nida)

On considère un angle ϕ_i nul et on réalise les mesures pour trois hauteurs différentes à savoir $H = 2.54 \text{ m}$, $H = 1.8 \text{ m}$, et $H = 1.15 \text{ m}$. Il s'agit du cas de l'incidence normale. Sur les [figures 9.30](#) et [9.31](#), on compare les tests avec les résultats théoriques de l'impédance de surface normalisée du nida et du coefficient de réflexion.

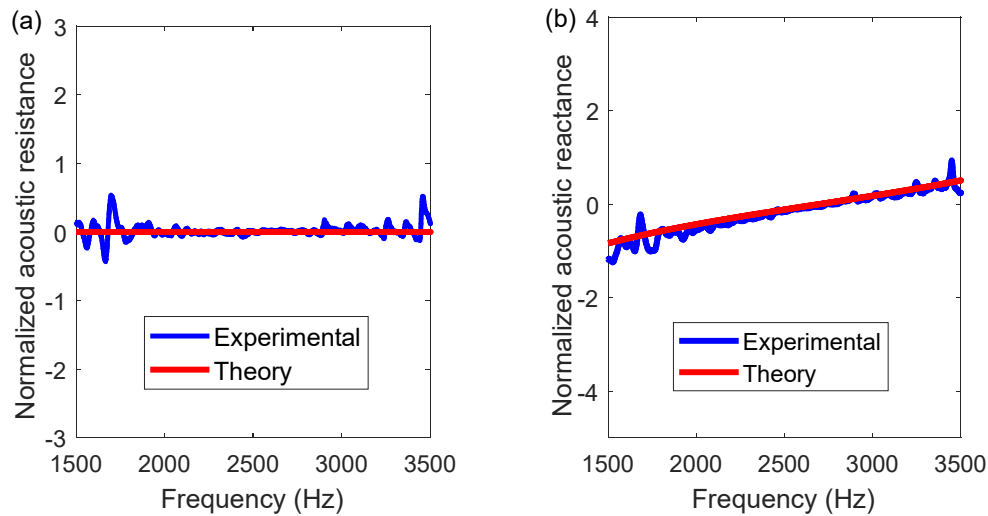


Figure 9.30 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 2.54 \text{ m}$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

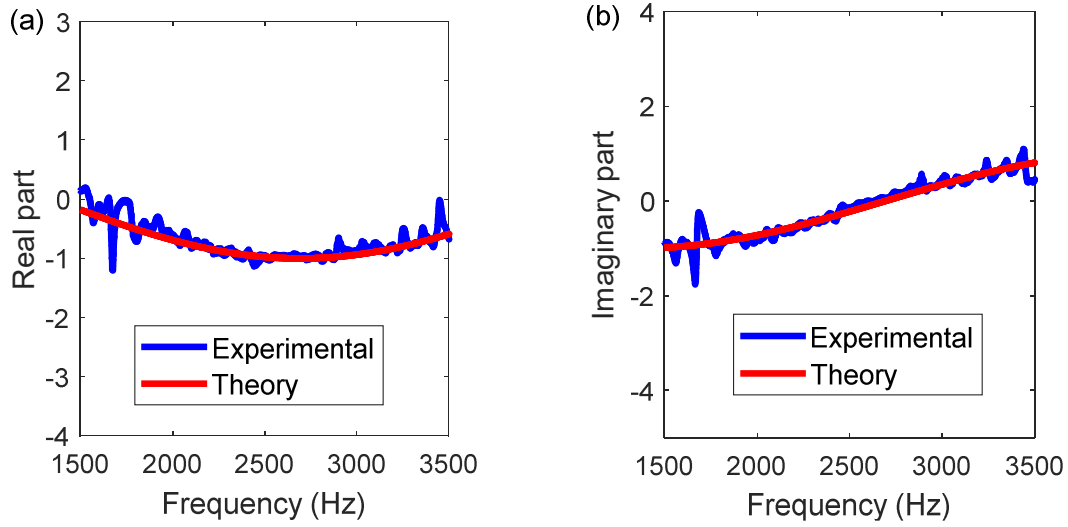


Figure 9.31 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 2.54$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Les figures 9.32 et 9.33 présentent la comparaison des tests avec les résultats théoriques de l'impédance de surface normalisée du nida et du coefficient de réflexion pour une hauteur $H = 1.8$ m.

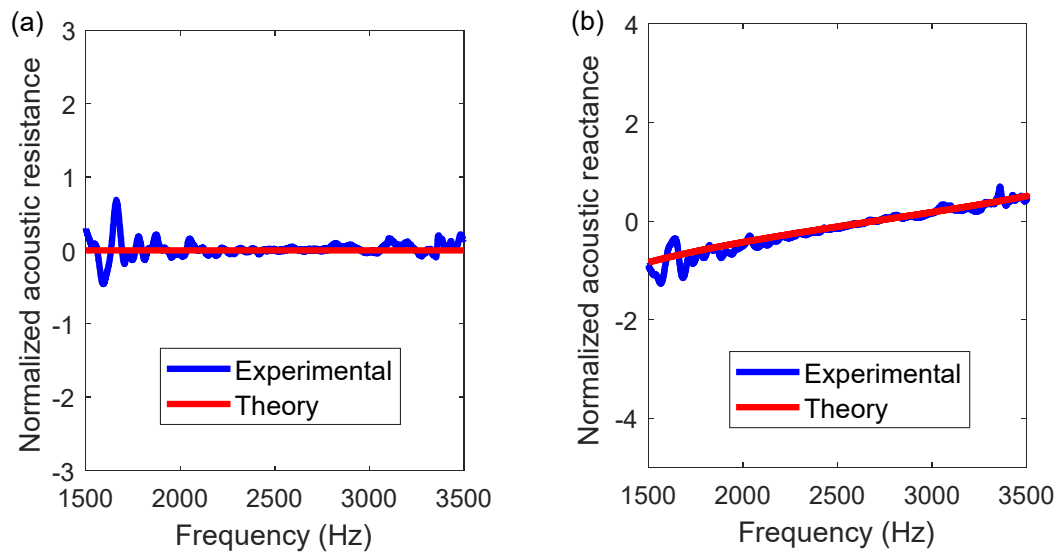


Figure 9.32 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.8$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

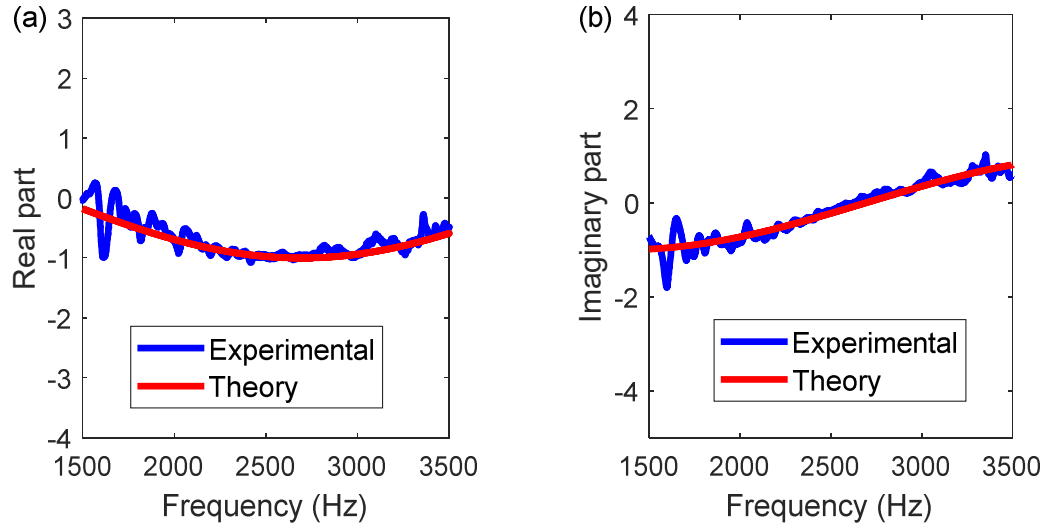


Figure 9.33 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.8$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Enfin sur les figures 9.34 et 9.35 on montre la comparaison des tests avec les résultats théoriques de l'impédance de surface normalisée du nida et du coefficient de réflexion pour une hauteur $H = 1.15$ m.

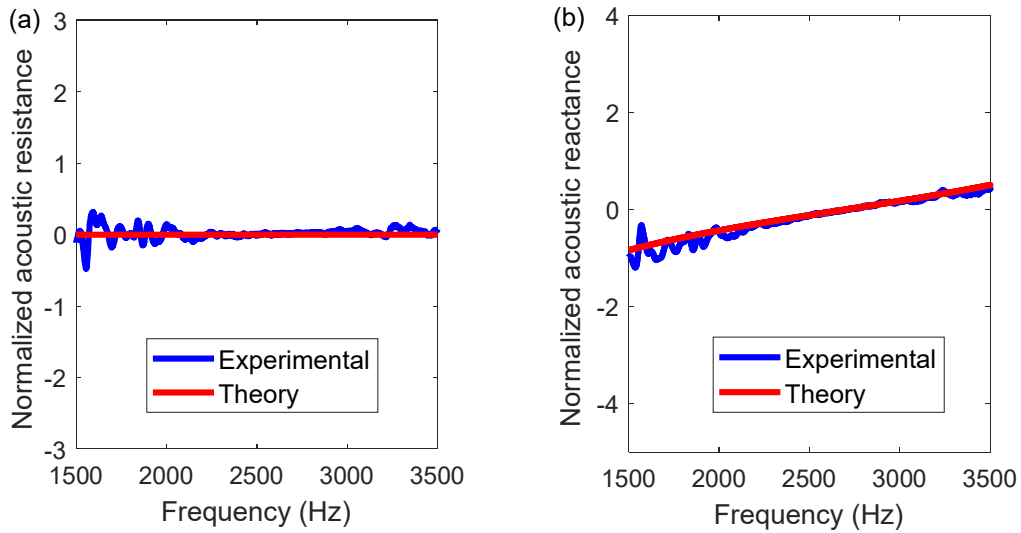


Figure 9.34 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.15$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

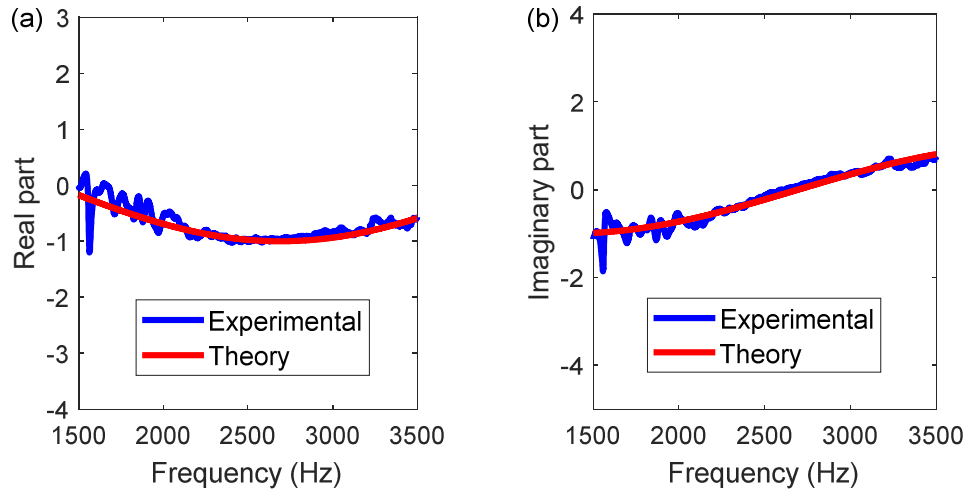


Figure 9.35 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.15$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Pour les trois hauteurs du monopole $H = 2.54$ m, $H = 1.8$ m et $H = 1.15$ m, les figures 9.30 à 9.35 démontrent que les résultats expérimentaux et théoriques pour l'impédance de surface normalisée du nida et du coefficient de réflexion sont en bonne corrélation. La gamme fréquentielle pour les mesures dépend de la distance entre les deux micros utilisés sur la surface des échantillons de mesure. Plus cette distance est grande, plus on peut descendre en basses fréquences.

On fixe la hauteur H à 1.2 m et on fait les tests pour $\phi_i = 10^\circ$ et $\phi_i = 30^\circ$. Sur les figures 9.36 à 9.39, on compare l'impédance de surface normalisée du nida et le coefficient de réflexion.

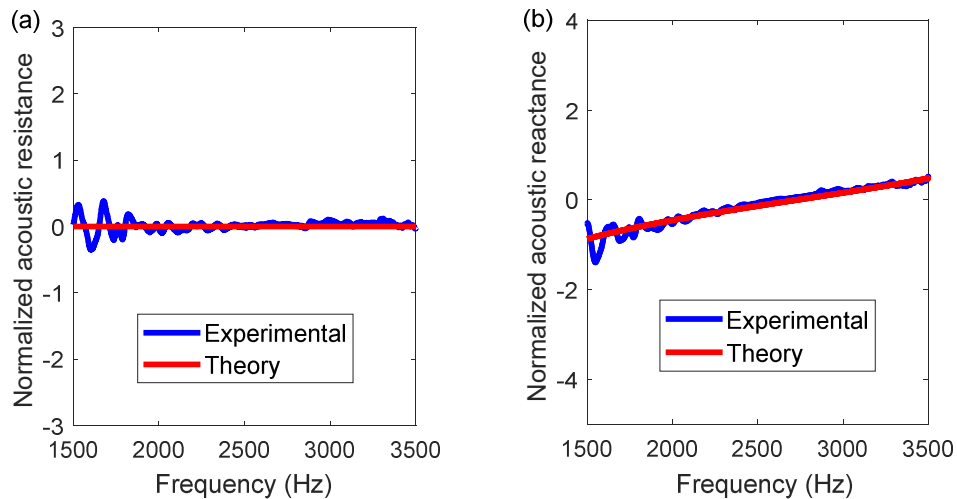


Figure 9.36 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

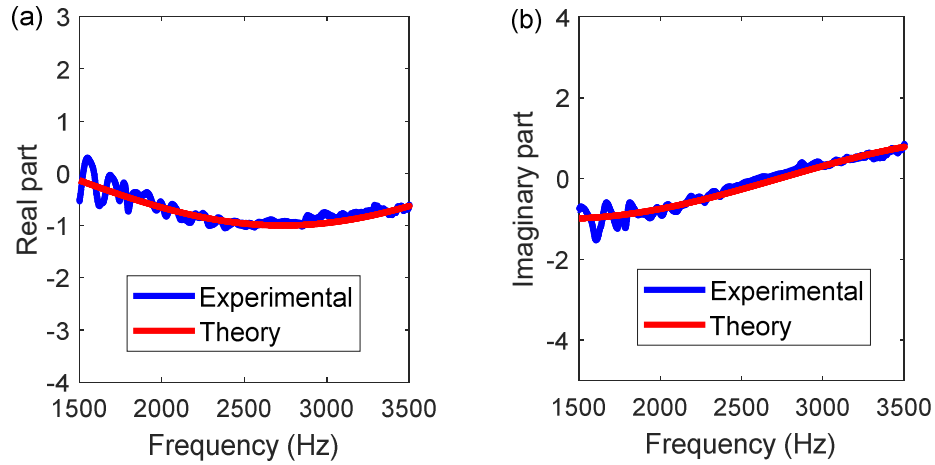


Figure 9.37 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

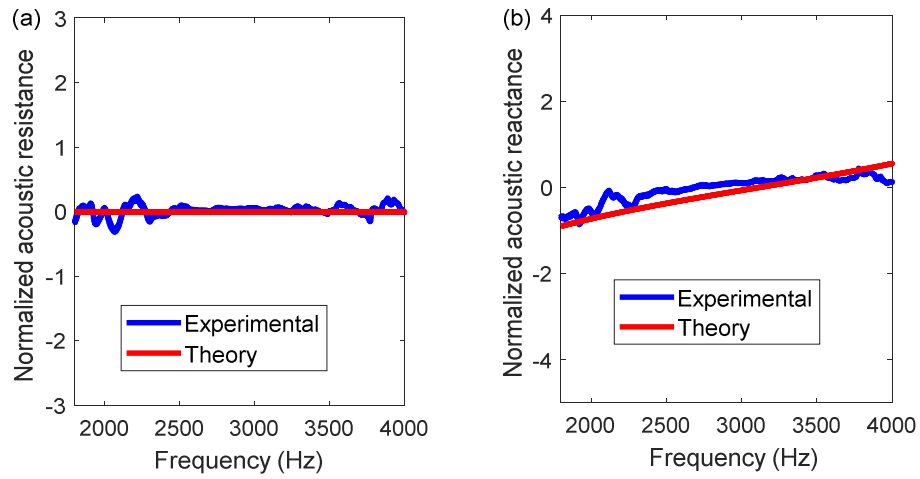


Figure 9.38 Impédance de surface du nida pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

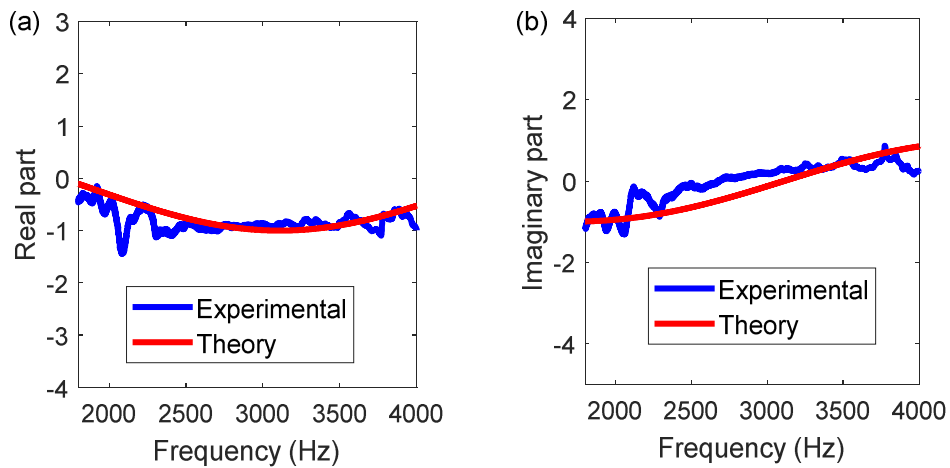


Figure 9.39 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Les figures 9.36 à 9.39 montrent que les résultats théoriques et les résultats expérimentaux s'accordent bien. Les figures précédentes montrent que la partie réelle de l'impédance de surface est nulle et cela est évident parce que l'échantillon est juste une cavité d'air purement réactive. La cavité d'air n'a pas de résistance. La gamme fréquentielle pour ces tests est très liée à la distance intermicrophonique imposée par le support de micros que nous avons utilisé. Pour aller en basses fréquences, il faut fabriquer d'autres supports de micros qui offrent des distances entre micros plus grandes. Nous avons été donc limités en fréquence notamment par le support des micros que nous avons utilisé. Par ailleurs nous ne pouvons pas aller au dessous de 200 Hz avec le monopole utilisé.

9.4.6 Tests de Nida avec écran couplé sur fond rigide avec le monopole

Un écran résistif ayant la même superficie que le nida est placé au-dessus de la surface du nida et le triplé de micros comme le montre la figure 9.40 est au-dessus du centre de la surface de l'écran. L'ensemble écran et nida est sur fond rigide.

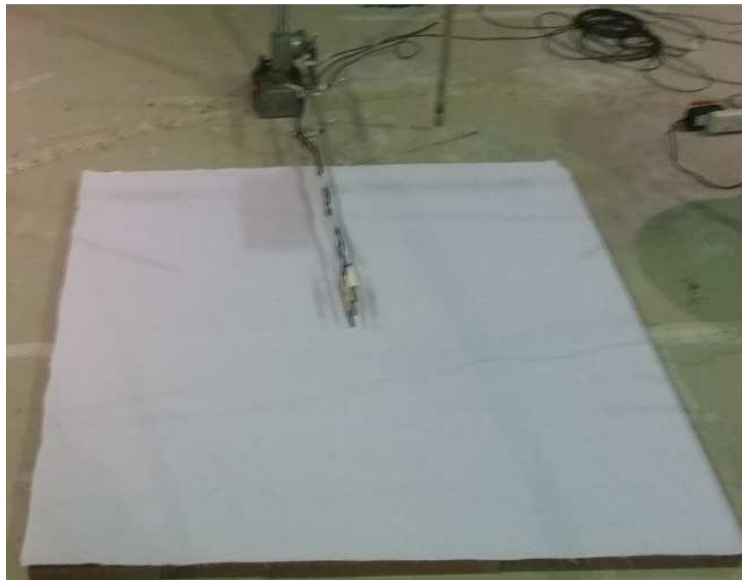


Figure 9.40 Écran résistif couplé au nida pour test

L'écran résistif est modélisé par le modèle d'impédance linéaire du fluide équivalent d'Atalla et Sgard [1] donné dans l'équation 3.10 du chapitre 3. L'expression du modèle d'impédance pour les basses fréquences où le terme réactif est négligé est donnée par $Z_{screen} = \sigma h$ avec σ la résistivité au passage de l'air de l'écran et h l'épaisseur. La résistivité au passage de l'air de l'écran est mesurée à l'aide du résistivimètre illustré sur la figure 9.41.



Figure 9.41 Résistivimètre

La résistivité au passage de l'air de l'écran est $\sigma = 410\,000 \text{ N s m}^{-4}$ et son épaisseur est 0.53 mm. L'impédance de la cavité est donnée par l'équation (9.15). Les pressions mesurées par les micros sont normalisées par l'accélération volumique du monopole. Sur la figure 9.42, on montre les niveaux de pression au niveau des trois micros lorsque le monopole est à hauteur de 1.5 m de l'échantillon qui est l'écran couplée au nida.

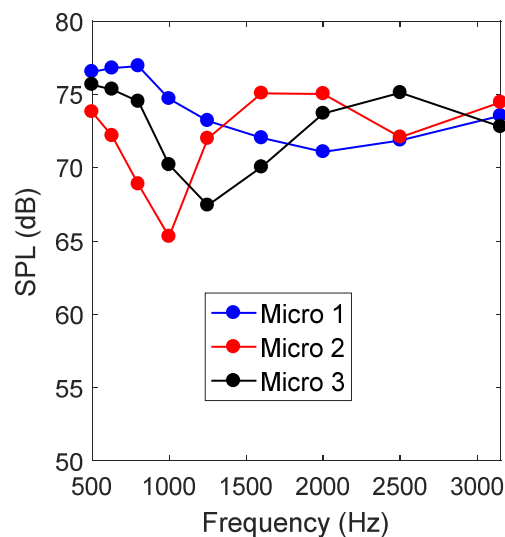


Figure 9.42 Niveau de pression des trois micros avec le monopole

Nous sommes limités aux faibles niveaux de pression acoustique avec le monopole comme le montre la [figure 9.42](#). Le niveau de pression au niveau des trois micros est inférieur à 80 dB. Il n'est donc pas possible d'utiliser le monopole pour les hauts niveaux de pression.

Le monopole est maintenant placé à une hauteur de 1.2 m de l'échantillon avec un angle d'incidence nul et on réalise les tests. Les [figures 9.43](#) et [9.44](#) présentent une comparaison de de l'impédance de surface normalisée et du coefficient de réflexion de l'ensemble écran couplé au nida.

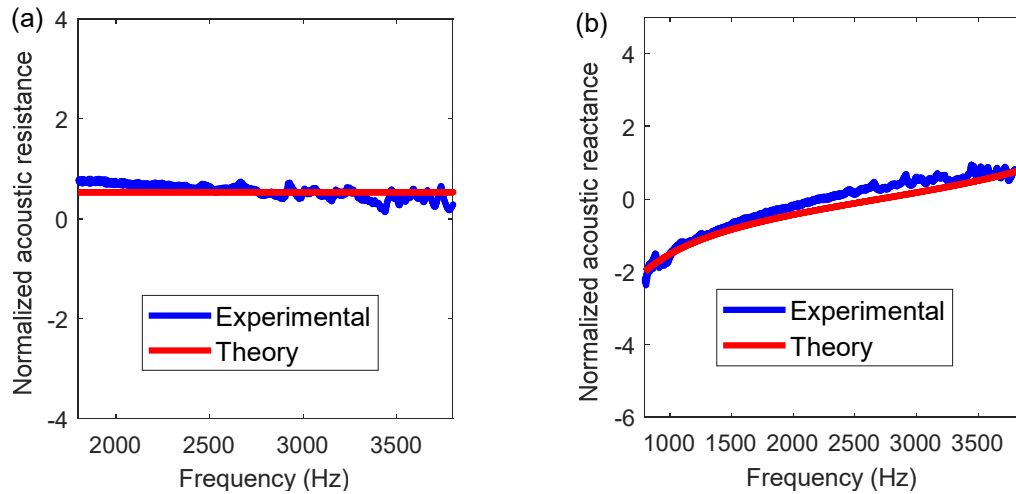


Figure 9.43 Impédance de surface du matériau pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.2$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

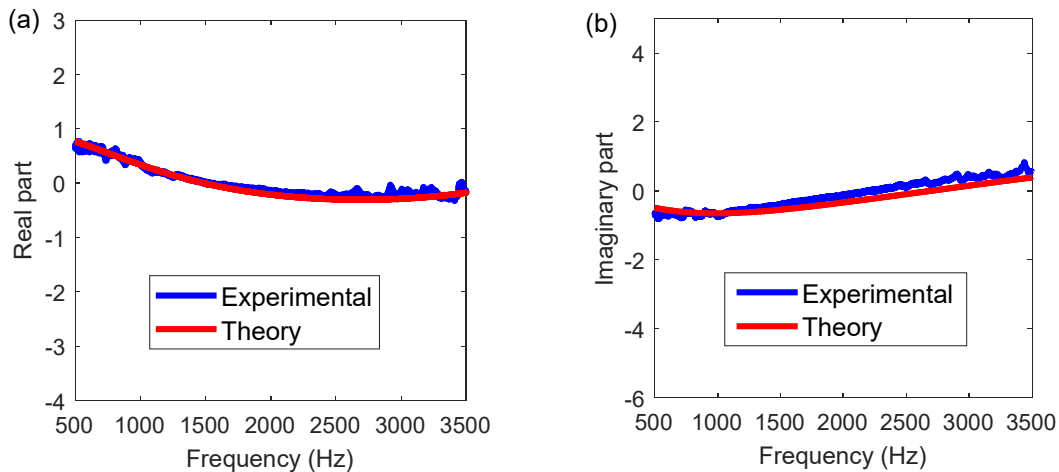


Figure 9.44 Coefficient de réflexion pour $\phi_i = 0^\circ$ et $H = 1.2$ m: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Les figures 9.43 et 9.44 démontrent un bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques.

9.5 Mesure en incidence oblique avec le haut-parleur paramétrique

Dans cette section, on présente les mesures réalisées avec le haut-parleur paramétrique illustré sur la figure 9.45 en utilisant la même méthode de mesure décrite à la section 9.41. Le haut-parleur paramétrique génère un faisceau directif avec un rapport signal sur bruit très élevé. Le niveau de pression des trois micros en utilisant le haut-parleur paramétrique est plus important que le cas du monopole.

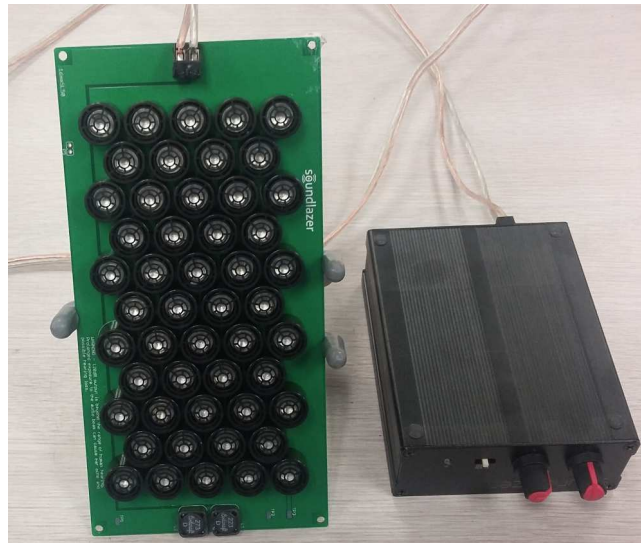


Figure 9.45 Haut-parleur paramétrique avec l'amplificateur.

9.5.1 Étude de la direction du faisceau

Pour évaluer la direction du faisceau du haut-parleur paramétrique, on considère la figure suivante dans un champ libre

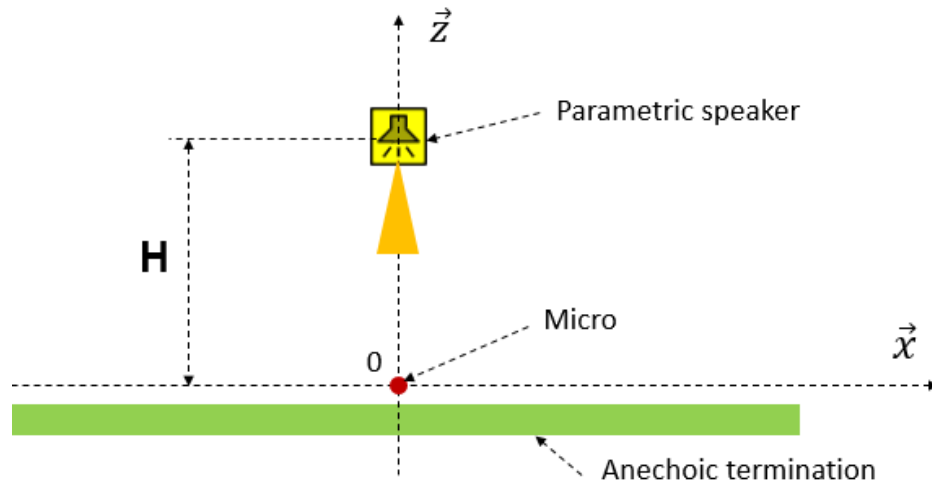


Figure 9.46 Direction du faisceau du haut-parleur.

Sur la [figure 9.46](#), le haut-parleur est fixé à distance H du micro en champ libre. On déplace le micro sur l'axe \vec{x} et on mesure la pression acoustique pour différentes positions du micro. L'origine du repère est 0. Sur la [figure 9.47](#), on présente le niveau de pression mesuré par le micro lorsqu'il est déplacé de -60 cm à 60 cm sur l'axe \vec{x} . La distance H est 1.2 m.

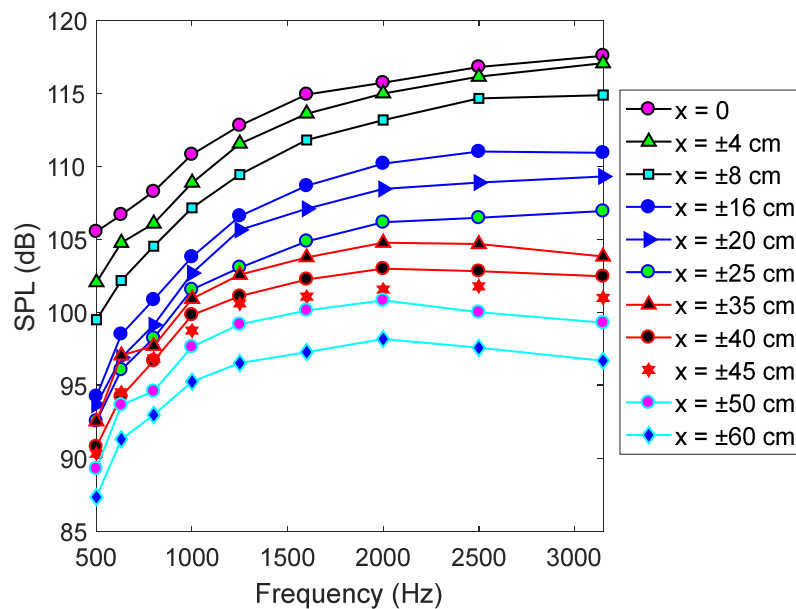


Figure 9.47 Niveau de pression en fonction de la position du micro.

Lorsque le micro s'éloigne de part et d'autre de l'origine, le niveau de pression diminue et cela démontre bien que le faisceau généré par le haut-parleur est directif. Pour une distance $\pm L$ sur l'axe \vec{x} le niveau de pression est le même. Pour une fréquence $f=3150$ Hz, le niveau de pression est 117.6 dB lorsque le micro est à l'origine 0. Ce niveau est passé à 114.9 dB lorsque le micro est placé à ± 8 cm sur l'axe et 96.68 dB lorsque le micro est à ± 60 cm. On a donc un écart de 2.7 dB lorsqu'on déplace le micro de ± 8 cm de l'origine et un écart de 20.92 dB lorsque le micro est déplacé de ± 60 cm de l'origine.

9.5.2 Tests de Nida avec écran couplé sur fond rigide

On considère à présent l'écran résistif précédent couplé avec le nida comme indiqué sur la [figure 9.40](#) et on réalise les mêmes tests mais en utilisant le haut-parleur paramétrique. Sur la [figure 9.48](#), on montre le montage du haut-parleur dans la salle semi-anéchoïque pour un angle d'incidence nul.

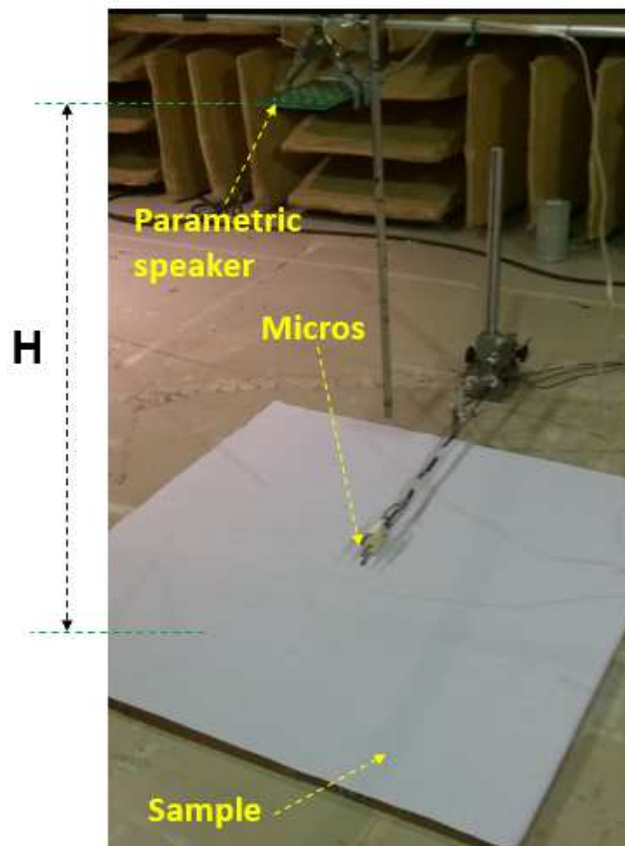


Figure 9.48 Mesure avec haut-parleur paramétrique.

Avec le haut-parleur paramétrique, on montre sur la [figure 9.49](#), les niveaux de pression des trois micros pour l'échantillon testé.

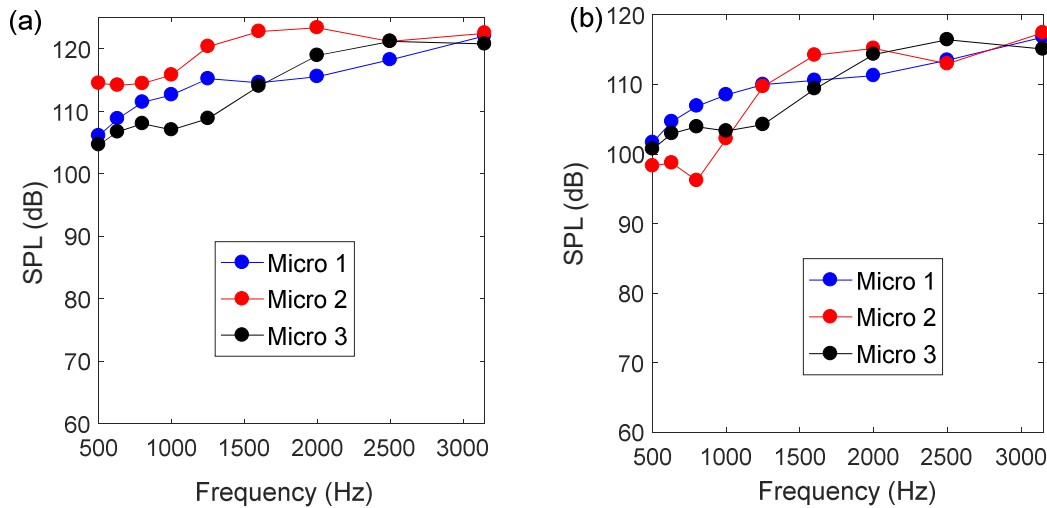


Figure 9.49 Niveaux de pression au niveau des trois micros : (a) H=1m, (b) H=2m.

Les niveaux de pression sur la [figure 9.49](#) sont plus élevés que ceux présentés sur la [figure 9.42](#) pour le cas du monopole.

Les [figures 9.50](#) et [9.51](#) présentent une comparaison entre les tests faits avec le haut-parleur paramétriques et la théorie pour l'impédance de surface et le coefficient de réflexion de l'écran couplé au nida. Le haut-parleur est fixé à une hauteur de 1.8 m de l'échantillon avec un angle d'incidence nul.

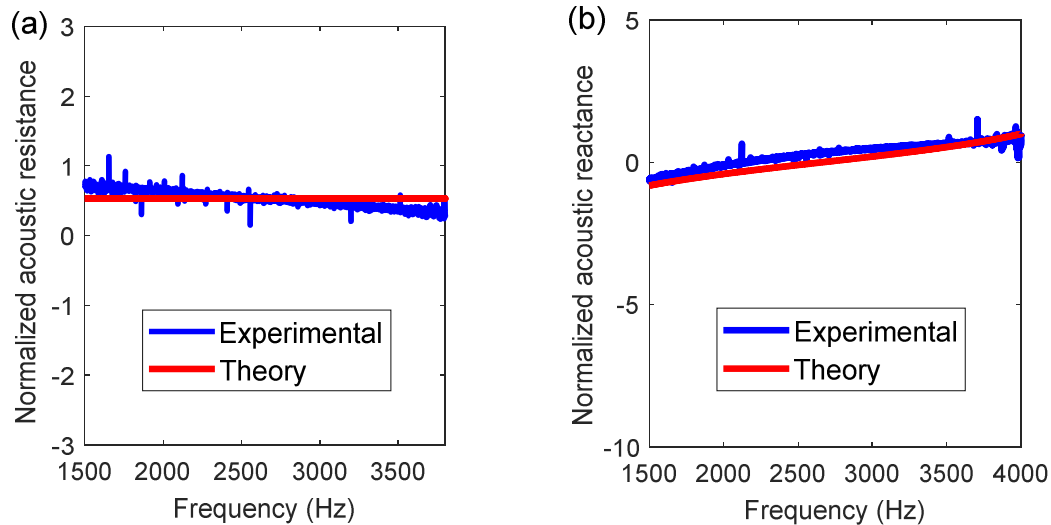


Figure 9.50 Impédance de surface de l'écran couplé au nida : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

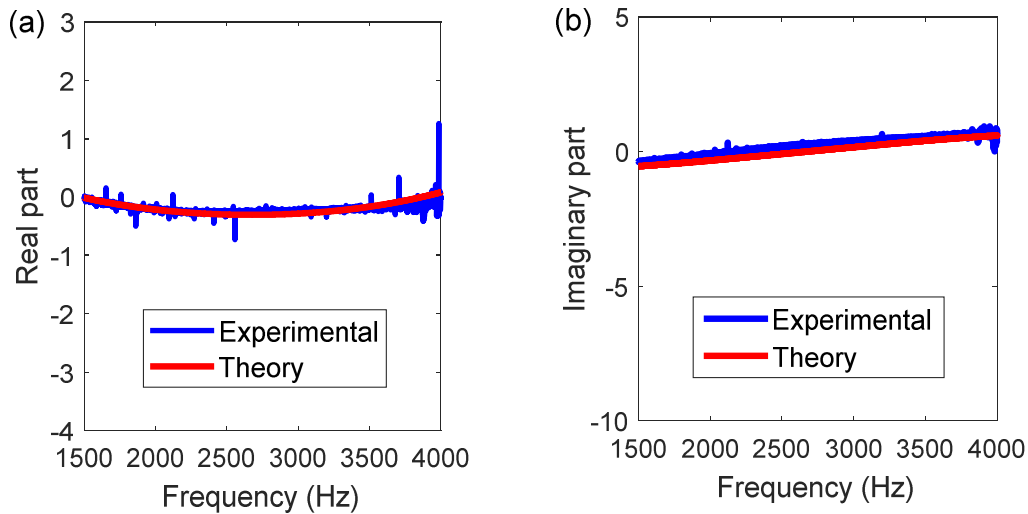


Figure 9.51 Coefficient de réflexion de l'écran couplé au nida : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Sur les figures 9.50 et 9.51, on observe une bonne corrélation entre les tests et la théorie.

9.5.3 Tests de Nida sur fond rigide avec le haut-parleur paramétrique

En testant le nida seul à l'aide du haut-parleur paramétrique, la figure 9.52 montre les niveaux de pression des trois micros lorsque le haut-parleur est à une hauteur de 1 m du nida avec un angle d'incidence nul.

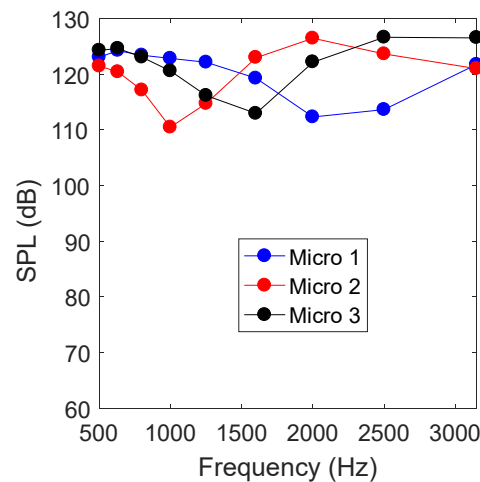


Figure 9.52 Niveaux de pression au niveau des trois micros pour H=1m.

Les niveaux de pression des trois micros sur la figure 9.52 sont supérieurs à 110 dB.

Les figures 9.53 et 9.54 montrent l'impédance de surface normalisée et le coefficient de réflexion du nida seul sur fond rigide testé à l'aide du haut-parleur paramétrique qui est placé à une hauteur de 1.8 m de l'échantillon avec un angle d'incidence nul.

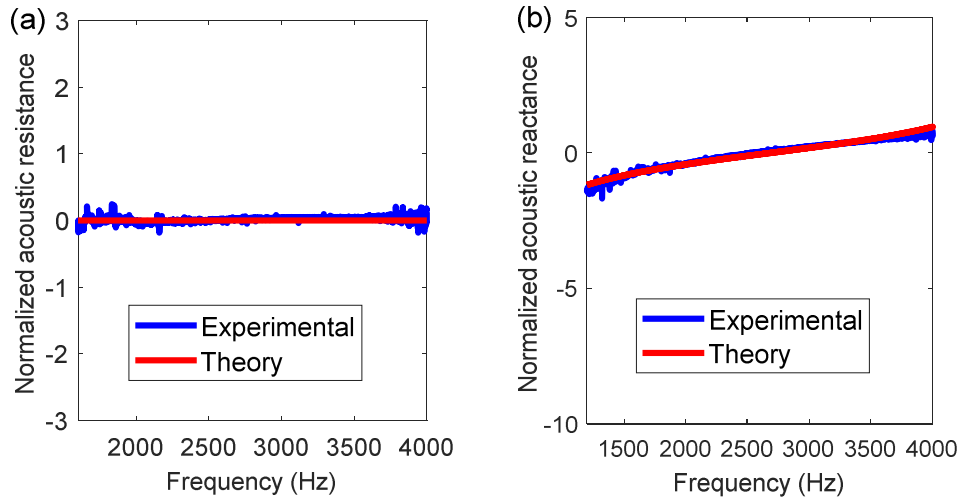


Figure 9.53 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

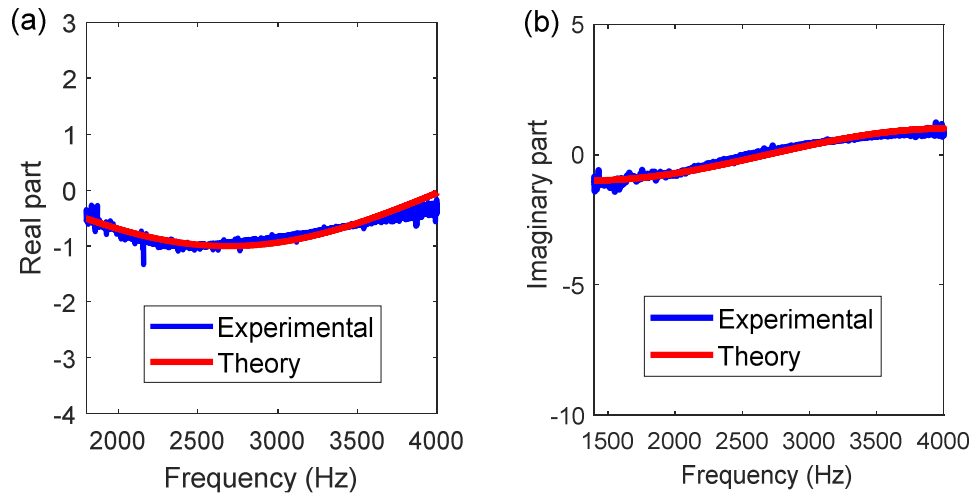


Figure 9.54 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique : (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

On observe sur les figures 9.53 et 9.54 un bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques.

9.5.4 Tests de Nida en incidence oblique avec haut-parleur paramétrique

La figure 9.55 montre la position du haut-parleur paramétrique pour la mesure en incidence oblique. Il est incliné de sorte que la normale à sa surface passant par le centre fasse un angle ϕ_i avec l'axe vertical passant par le centre du matériau à tester.

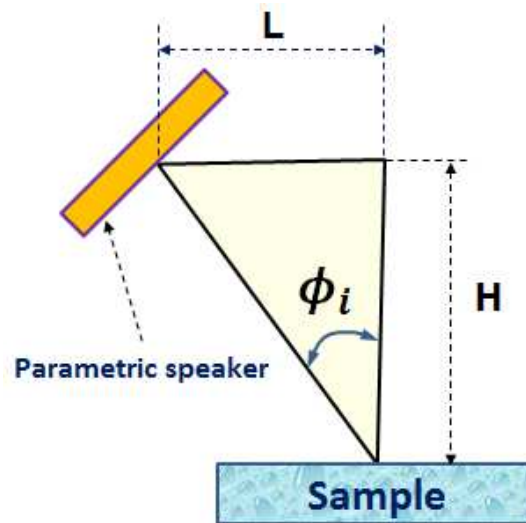


Figure 9.55 Position du haut-parleur paramétrique en incidence oblique

Les figures 9.56 à 9.61 illustrent la comparaison entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux pour les tests en incidence oblique réalisés avec le haut-parleur paramétrique pour des angles d'incidence respectifs de 10, 20 et 30. La hauteur H du haut-parleur est 1.2 m.

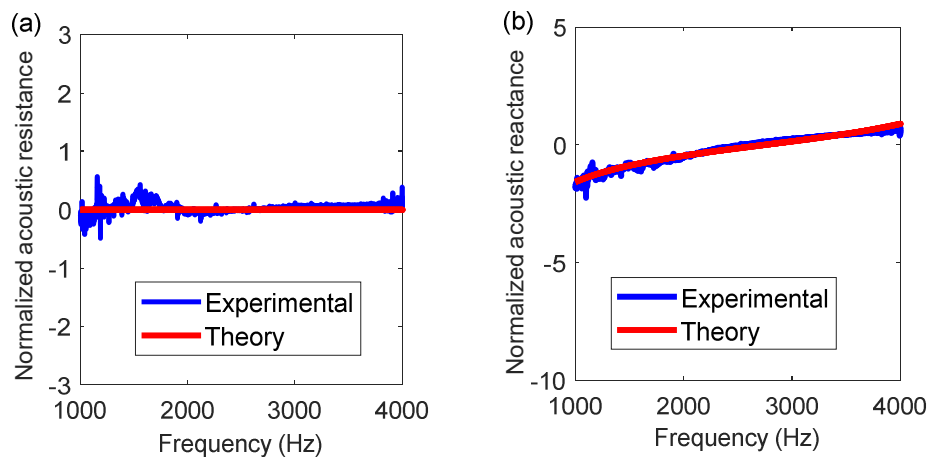


Figure 9.56 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

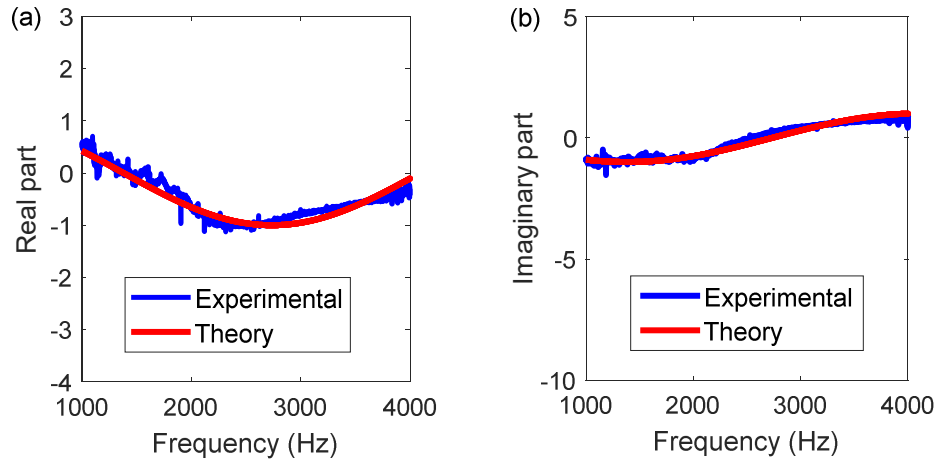


Figure 9.57 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 10^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

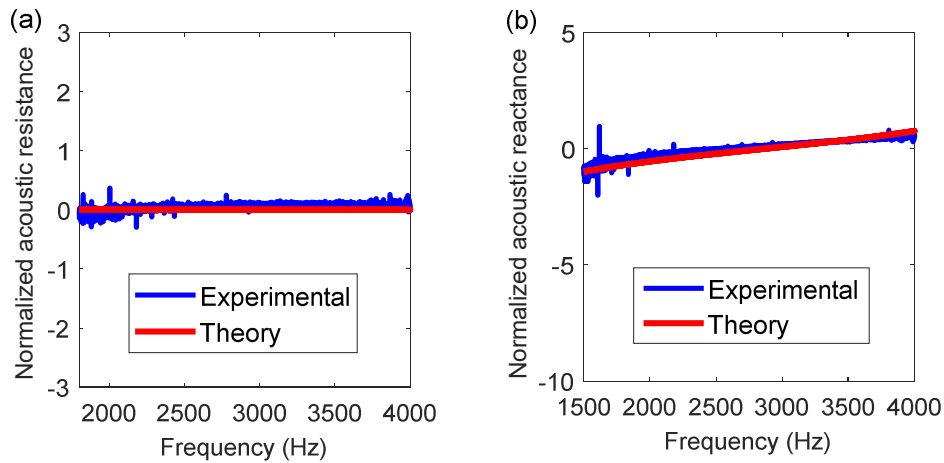


Figure 9.58 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 20^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

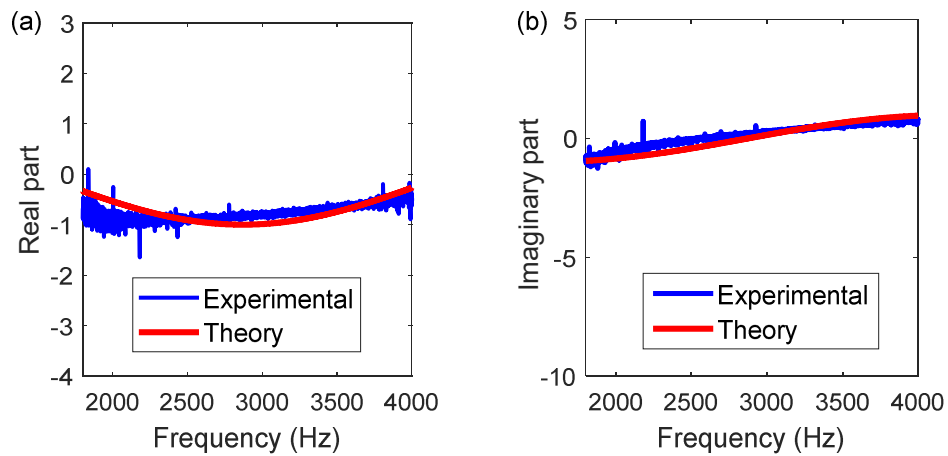


Figure 9.59 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 20^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

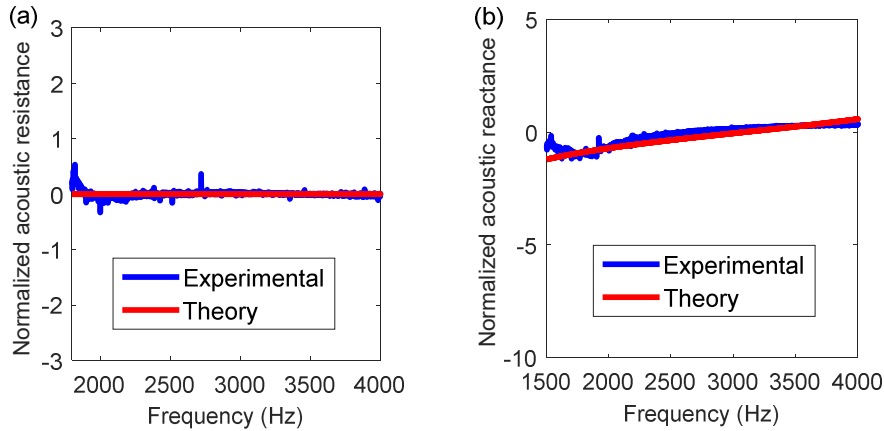


Figure 9.60 Impédance de surface du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

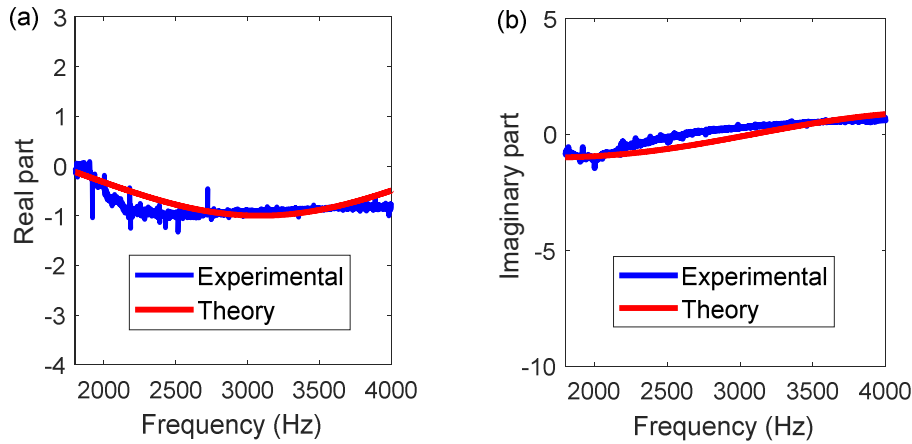


Figure 9.61 Coefficient de réflexion du nida testé avec le haut-parleur paramétrique pour $\phi_i = 30^\circ$: (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Une excellente corrélation a été obtenue entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques. Les tests réalisés avec le monopole et le haut-parleur paramétrique ont donné de bons résultats comparativement à la théorie dans la gamme fréquentielle choisie.

9.6 Conclusion

Les traitements acoustiques ont été modélisés en incidence oblique. Un modèle d'impédance acoustique a été proposé pour les plaques micro-perforées sous incidence oblique pour les hauts niveaux de pression. Il est montré que l'angle d'incidence affecte le mécanisme d'absorption des traitements acoustiques. Par ailleurs les tests expérimentaux réalisés en incidence oblique à l'aide du monopole et du haut-parleur paramétrique ont démontré un bon accord avec les résultats théoriques.

CHAPITRE 10

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

10.1 Bilan des travaux

Ce travail de thèse a porté sur la modélisation, le développement et la validation expérimentale des traitements acoustiques pour les turboréacteurs. Ces traitements acoustiques sont généralement constitués de plaques micro-perforées couplées à la cavité d'air sur un fond rigide. Dans la nacelle d'un turboréacteur, ils sont soumis à de forts niveaux de pression (jusqu'à 160 dB) et à un écoulement d'air rasant important (jusqu'à Mach 0.6) et leurs réponses acoustiques sont dépendantes de ces environnements. Le but était donc de proposer des modèles d'impédance acoustique à hauts niveaux de pression pour caractériser ces traitements en incidence normale et rasante, analyser les différents paramètres de ces traitements et valider de nouvelles technologies de traitements pour une meilleure atténuation acoustique à large bande.

Dans le chapitre 3, un modèle d'impédance acoustique pour des niveaux de pression acoustique élevés a été proposé pour prédire la réponse acoustique des plaques micro-perforées couplées à des milieux poreux en général qui peuvent être une cavité d'air, un matériau poreux ou un écran résistif. Le modèle était basé sur l'approche du fluide équivalent et les paramètres de la plaque micro-perforée tels que la résistivité et la tortuosité ont été exprimées en fonction de la pression incidente normale à la surface des perforations. Cette pression a été une variable fondamentale dans le modèle. Dans le cas d'une plaque micro-perforée couplée à un matériau poreux, une tortuosité équivalente a été proposée pour la plaque et elle était fonction de la tortuosité dynamique du matériau poreux et de la pression incidente. Le modèle proposé a été validé numériquement par comparaison avec d'autres modèles d'impédance non linéaires existant dans la littérature pour des niveaux de pression allant jusqu'à 150 dB. Par la suite, les résultats expérimentaux publiés ont été utilisés pour valider le modèle. Par ailleurs, plusieurs tests expérimentaux ont été réalisés au GAUS sur les plaques micro-perforées couplées à la

cavité d'air, aux matériaux poreux et aux écrans résistifs et les résultats du modèle ont été en bon accord avec les tests. Il a été montré que les hauts niveaux de pression acoustique diminuent la tortuosité de la plaque micro-perforée, augmentent sa résistivité et affecte le mécanisme d'absorption des liners. Dans le régime linéaire, les liners avec des diamètres de perforation plus grands que 1 mm ont montré une très faible efficacité d'atténuation et il est donc important dans ce régime que les diamètres de perforation soient de l'ordre des couches limites visqueuses et thermiques de l'air pour une bonne performance de ces liners. Dans le régime non linéaire, il a été démontré que des liners avec des diamètres de perforation plus grands que 1 mm peuvent être efficaces à cause des effets non linéaires qui apparaissent pour les hauts niveaux de pression et qui dissipent l'énergie acoustique.

Le chapitre 4 a porté sur l'étude de sensibilité des modèles d'impédance des liners sous hauts niveaux de pression acoustique pour montrer l'impact des paramètres d'entrée des modèles sur les sorties à savoir l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption acoustique des liners. L'étude était faite sur les liners à un et deux degrés de liberté. Les paramètres d'entrée des modèles étaient l'épaisseur de la plaque micro-perforée, le diamètre de l'orifice, le taux de perforation, la profondeur de la cavité et le niveau de pression acoustique. Il a été démontré que le taux de perforation est un paramètre important qui affecte énormément la résistance des liners ainsi que leur absorption acoustique à la résonance tandis que les impacts de l'épaisseur et du diamètre de perforation de la plaque sont négligeables pour les hauts niveaux de pression acoustique. Par ailleurs, la réactance acoustique des liners a été dominée par la profondeur de la cavité surtout à des basses fréquences et le niveau de pression acoustique a fortement influencé la réponse acoustique des liners.

Dans le chapitre 5, l'analyse de sensibilité a été effectuée à l'aide des modèles d'impédance acoustique non linéaire des liners sous écoulement d'air rasant et à des niveaux de pression élevés pour montrer comment une variabilité sur les entrées affecte les sorties qui sont l'impédance de surface et le coefficient d'absorption acoustique. Des modèles d'impédance acoustique non linéaires des plaques micro-perforées sous écoulement d'air rasant pour des niveaux de pression élevés ont été proposés et validés numériquement. Il a été montré que pour un niveau de pression sonore donné, la

résistance acoustique du liner et le coefficient d'absorption à la résonance sont affectés significativement par le taux de perforation de la plaque et le nombre de Mach de l'écoulement d'air. Le niveau de pression acoustique a beaucoup influencé les propriétés acoustiques du liner alors que les impacts de l'épaisseur de la plaque, du diamètre de l'orifice et de la profondeur de la cavité sur la résistance ont été négligés. Il a été démontré dans le régime linéaire sans écoulement d'air que le liner avec un grand diamètre de perforation est très moins résistif de sorte que l'absorption est très faible et en présence d'écoulement d'air rasant, la résistance augmente de sorte que l'efficacité acoustique du liner s'améliore. Par ailleurs, l'écoulement d'air a réduit la tortuosité de la plaque micro-perforée et lorsque le nombre de Mach de l'écoulement est très important, la résistance pour les forts niveaux de pression est tellement élevée que le liner devient pauvre en absorption.

Le chapitre 6 a traité les technologies des liners avec écrans résistifs. Le liner constitué d'une plaque micro-perforée, d'un fond rigide et d'un écran résistif intégré a été modélisé et validé expérimentalement pour les hauts niveaux de pression acoustique en utilisant le modèle d'impédance acoustique proposé dans le chapitre 3 et la méthode de matrice de transfert. Il a été démontré que l'écran résistif augmente le niveau d'atténuation sonore et la bande d'absorption des liners. Lorsque le taux de perforation de la plaque est trop faible, il n'est pas intéressant d'utiliser les écrans résistifs et en fixant le taux de perforation, le liner devient moins efficace lorsque la résistance de l'écran devient élevée. Il a été montré que la résistance optimale de l'écran pour une meilleure performance du liner est celle de l'air avec une réactance nulle. Une analyse de sensibilité a été faite pour évaluer les impacts des paramètres de la plaque micro-perforée, de l'écran et de la cavité sur la réponse acoustique du liner. Cette analyse a été basée sur une approche adimensionnelle. Les paramètres d'entrée adimensionnels pour l'analyse de sensibilité étaient le taux de perforation de la plaque, le rapport du diamètre de perforation par l'épaisseur de la plaque, le rapport de la profondeur de cavité par l'épaisseur, le nombre de Mach de l'orifice et la résistance par unité de surface de l'écran. L'analyse a prouvé que la résistance par unité de surface de l'écran a fortement affecté les propriétés acoustiques du liner dans le régime linéaire tandis que le taux de perforation de la plaque et le nombre

de Mach de l'orifice sont les paramètres dominants qui contrôlent le comportement acoustique du liner pour les hauts niveaux de pression.

Le chapitre 7 a présenté les résultats complémentaires sur la modélisation acoustiques des liners dans le régime non linéaire. D'autres modèles d'impédance acoustique de la plaque micro-perforée par l'approche du fluide équivalent ont été proposés pour des niveaux de pression élevés et validés numériquement par comparaison avec les modèles de la littérature. Les paramètres critiques de la plaque micro-perforée ont été déterminés et analysés. Par ailleurs, les méthodes de modélisation des liners à deux degrés de liberté ont été présentées et il a été observé que la méthode du circuit équivalent ne donne pas les mêmes résultats que les autres méthodes. Des études paramétriques et expérimentales ont été réalisées sur les liners à un et plusieurs degrés de liberté pour illustrer les effets du niveau de pression

Dans le chapitre 8, une méthode analytique basée sur le développement limité en séries de Taylor pour déterminer le nombre d'onde acoustique dans une conduite traitée en présence d'écoulement d'air rasant a été proposée et validée expérimentalement dans le cas sans écoulement d'air rasant et numériquement en présence d'écoulement d'air par comparaison avec la méthode des éléments finis. Il a été montré que l'écoulement d'air rasant affecte la perte par transmission de la conduite traitée.

Dans le chapitre 9, les traitements acoustiques ont été modélisés sous incidence oblique et l'effet de l'angle l'incidence a été présenté. Un modèle d'impédance acoustique des plaques micro-perforées basé sur l'approche du fluide équivalent pour les hauts niveaux de pression a été proposé sous incidence oblique. Dans ce modèle, la tortuosité et la résistivité au passage de l'air de la plaque micro-perforée ont été corrigées pour prendre en compte l'angle d'incidence de l'onde acoustique et le niveau de pression incidente. Par ailleurs, des études expérimentales ont été effectuées en incidence oblique en utilisant un monopole et aussi un haut-parleur paramétrique très directionnel pour valider les modèles en incidence oblique des écrans résistifs couplés aux structures en nid d'abeille. Une bonne corrélation a été démontrée entre les résultats expérimentaux et la théorie

10.2 Perspectives

Les différentes perspectives qui se dégagent suite aux travaux présentés dans cette thèse sont entre autres

1. Modélisation des conduites traitées avec écoulement d'air rasant par la méthode des éléments finis. Élaboration des codes éléments finis pour prédire les performances acoustiques des conduites traitées sous hauts niveaux de pression.
2. Études des couches limites turbulentes dans une conduite traitée par les liners et la validation expérimentale des modèles d'impédance des liners en tenant compte de ces turbulences
3. Développer une méthode expérimentale pour prédire les performances acoustiques des liners sous écoulement rasant de Mach allant à 0.6 et pour des excitations acoustiques de hauts niveaux
4. Études, modélisations et validations expérimentales des liners avec des résonateurs intégrés dans la cavité d'air. Il s'agira de définir le type de résonateur à utiliser, son intégration dans la cavité des liners et la modélisation de l'ensemble sous hauts niveaux de pression et valider expérimentalement les concepts
5. Études des matériaux poreux ou fibreux pouvant être utilisés dans les turboréacteurs. Il faut explorer l'ensemble des matériaux poreux pouvant résister aux conditions environnementales dans les turboréacteurs, choisir ceux qui présentent un potentiel pour la réduction du bruit des turboréacteurs, les modéliser, développer et valider expérimentalement.
6. Sous les effets de pression acoustique et d'écoulement d'air, les liners acoustiques vibrent et il sera intéressant de modéliser leur aspect vibratoire, proposer des modèles d'impédance qui tiennent compte de cet aspect vibratoire et aussi du niveau de pression et d'écoulement d'air. Conduire des tests expérimentaux pour valider les effets de vibration des liners.
7. Pour laisser couler l'eau des turboréacteurs, les cellules des nidas des liners acoustiques sont munies des trous de drainage. Il est donc intéressant d'inclure ces trous de drainage dans la modélisation des liners, étudier le comportement des liners selon les positions et les dimensions de ces trous de drainage.

8. La méthode expérimentale à 4 microphones pour déterminer entre autres la matrice de transfert et la perte par transmission des conduites traitées par les liners ne permet pas de capter tous les modes de propagation, il faut donc développer la méthode multimodale en utilisant plusieurs microphones au-dessus de la zone du liner pour caractériser de façon plus précise les performances des liners.
9. Développer des liners adaptatifs qui soient capables de faire varier automatiquement leur volume de cavité en fonction de la fréquence d'excitation afin d'absorber le bruit générer à cette fréquence. Ces liners utiliseront l'énergie électrique pour générer une réponse acoustique suivant la fréquence d'excitation.
10. Modéliser les liners en formes courbées et évaluer les effets des coubures.

Annexe 1

Développement d'un code de simulation des liners

Un code numérique de caractérisation des liners sous hauts niveaux de pression a été développé dans le cadre de cette thèse. C'est une application exécutable que l'utilisateur peut installer sur son ordinateur une fois qu'il reçoit le package. Après installation du code, un icône se crée automatiquement sur le bureau de l'ordinateur pour permettre à l'utilisateur de lancer le code. Une fois installé, le code peut fonctionner à n'importe quel moment sans utiliser aucun autre logiciel et il est fait de plusieurs interfaces graphiques selon l'étude que l'utilisateur veut faire sur les liners acoustiques. En lançant le code, l'interface de la [figure A.1](#) s'ouvre

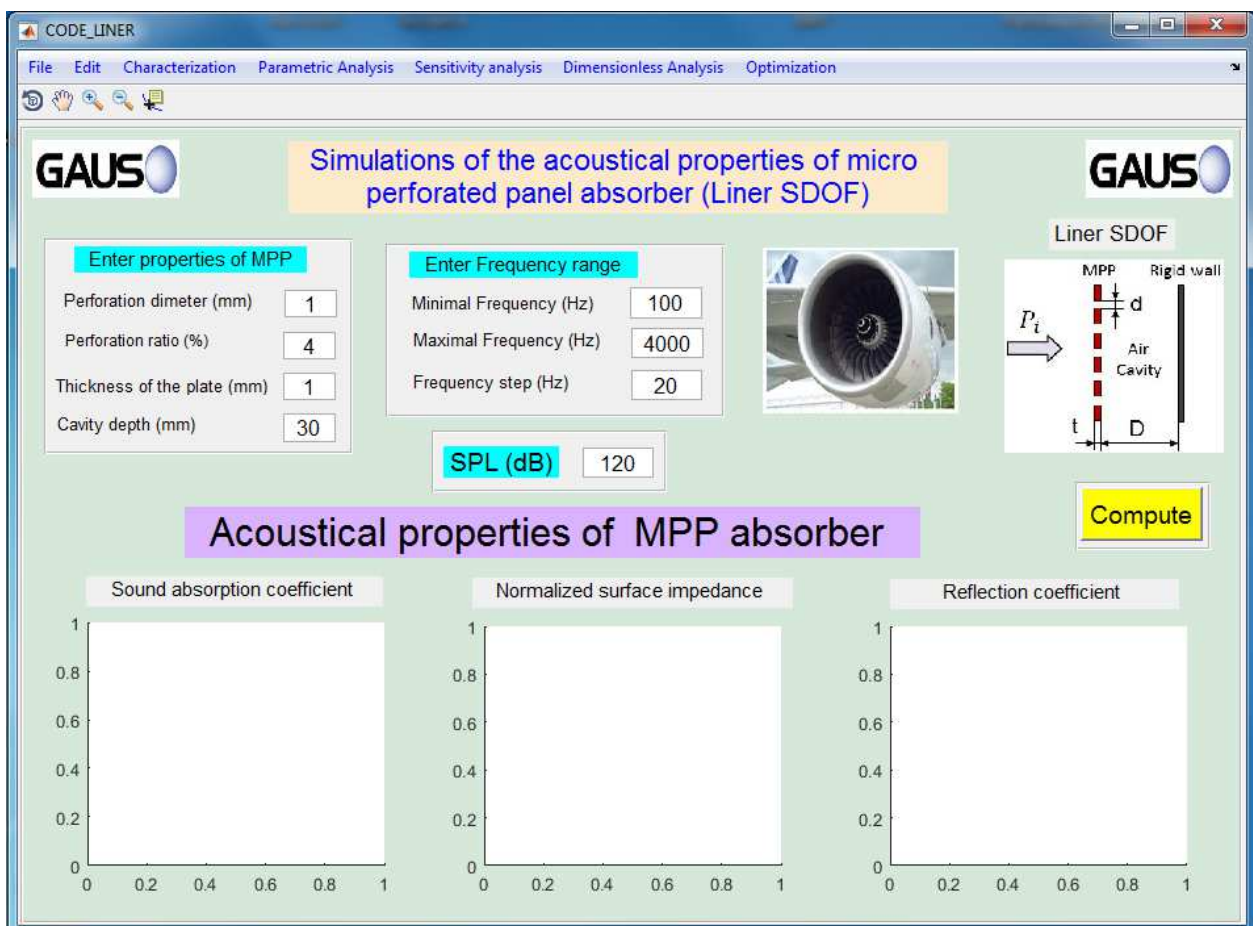


Figure A.1 Code Liner

Sur cette interface, l'utilisateur peut simuler les propriétés acoustiques d'un liner en entrant les propriétés de la plaque micro-perforée, le niveau de pression et la plaque

fréquentielle. Les valeurs par défaut sont affichées et l'utilisateur peut les changer. En cliquant sur le bouton Compute après avoir choisies toutes les entrées, on obtient la figure suivante

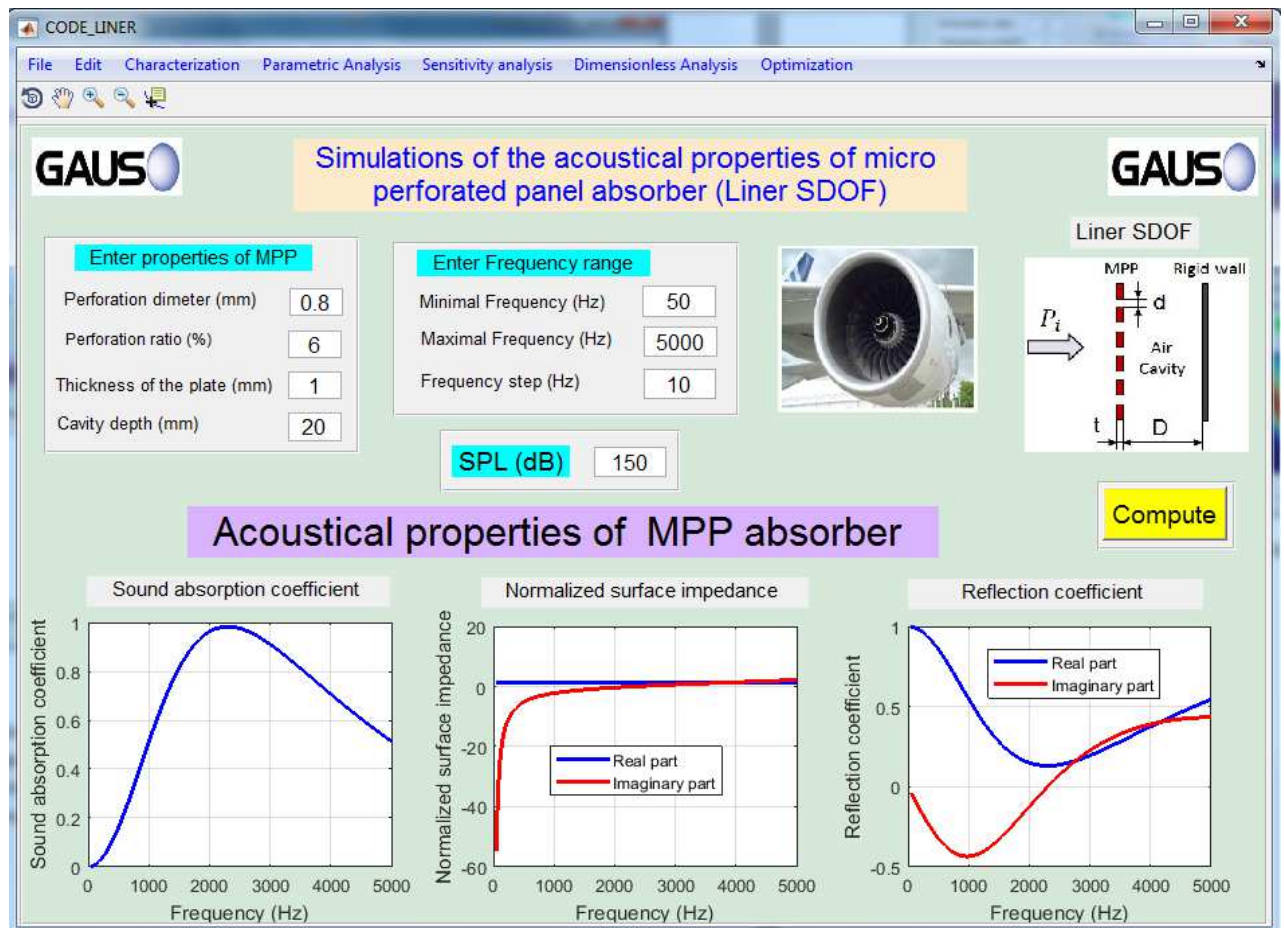
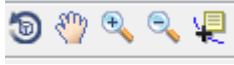



Figure A.2 Simulation du liner SDOF

L'utilisateur peut manipuler les figures à l'aide des icônes  qui lui permettent de tourner, déplacer, zoomer ou vérifier les coordonnées d'un point de la figure, il peut aussi copier chaque figure pour le mettre dans un rapport par exemple. Pour copier une figure, il suffit d'aller dans « Edit » sur le menu  comme le montre la figure A.3

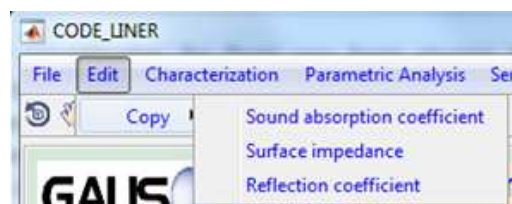


Figure A.3 Copie d'une figure

Le code permet de faire plusieurs études et il y a un menu en haut pour choisir ce qu'on veut faire

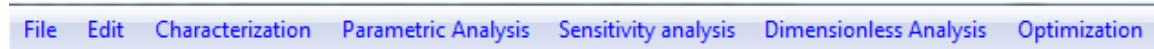


Figure A.4 Menu du code

Avec l'onglet «Characterization», l'utilisateur peut faire des simulations sur les liners DDOF (Liner DDOF), les liners avec écrans résistifs intégrés à la cavité (Liner with resistive screen) ou les liners SDOF avec effet de l'écoulement rasant (Liner SDOF with uniform flow). En cliquant sur Characterization, on a ce qui suit



Figure A.5 Caractérisation des liners

En cliquant sur l'un des trois onglets de la [figure A.5](#), une interface similaire à la [figure A.1](#) s'ouvre. Par exemple, en cliquant sur, on peut fait l'étude de la figure suivante

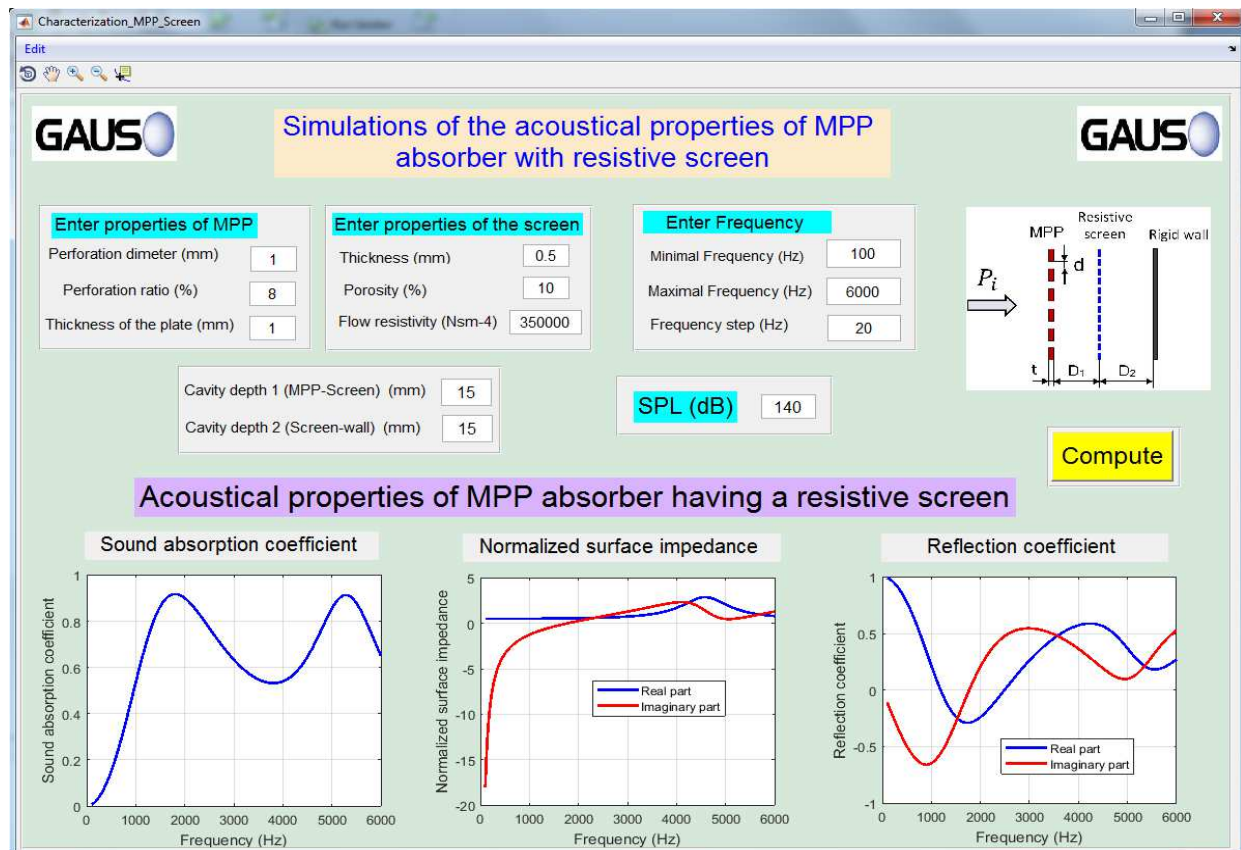


Figure A.6 Simulation du liner SDOF avec écran résistif intégré

Sur l'interface de la [figure A.6](#), l'utilisateur peut caractériser les liners avec écrans résistifs intégrés en entrant les propriétés de la plaque micro-perforée, de l'écran, le niveau de pression, les profondeurs de cavité et la gamme de fréquence.

Avec «parametric analysis», on peut faire une étude paramétrique sur les liners SDOF, DDOF et liners SDOF sous écoulement rasant.



En cliquant sur Liner SDOF par exemple, on peut faire l'étude de la [figure A.7](#)

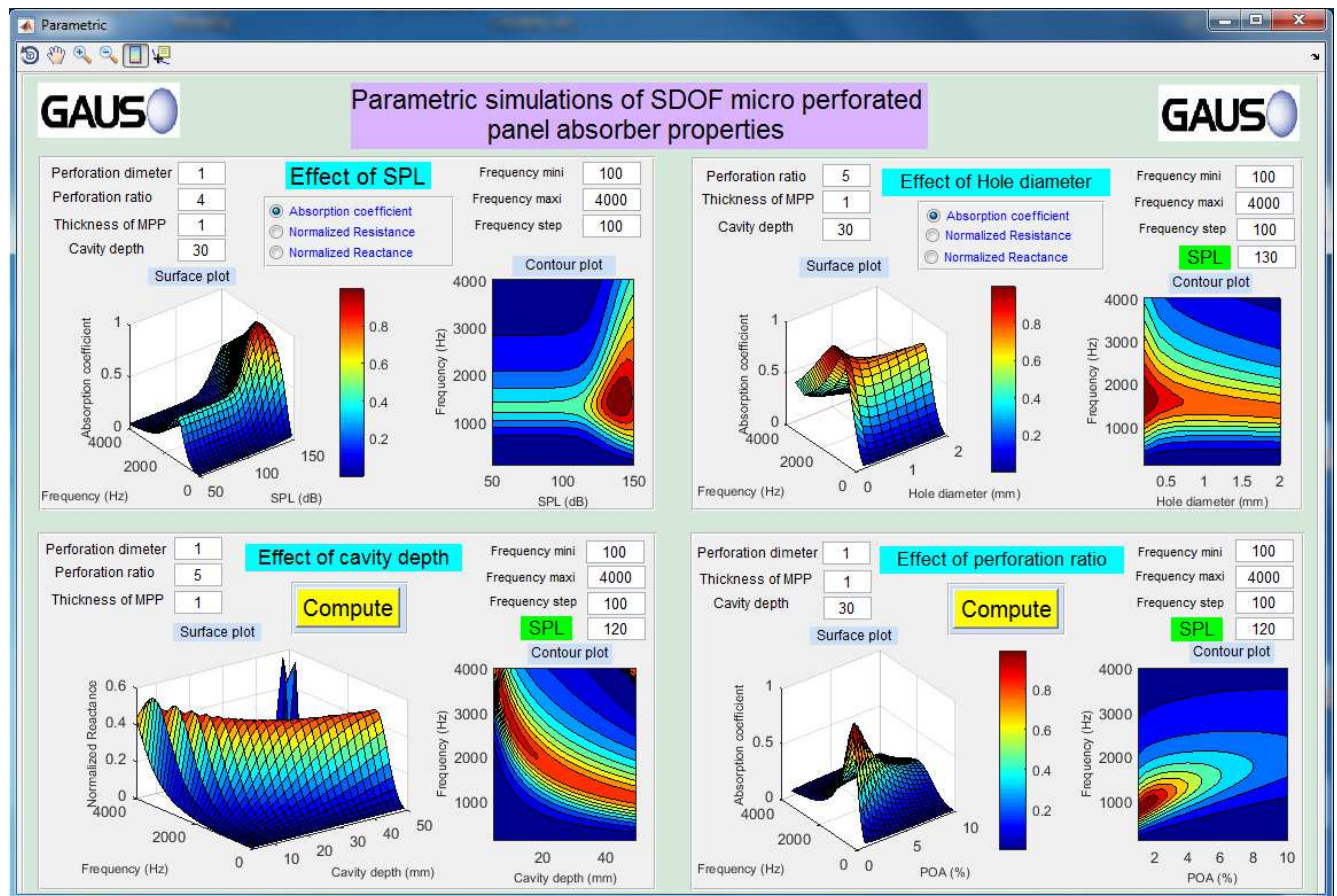


Figure A.7 Étude paraétrique sur le liner SDOF

L'interface graphique de la [figure A.7](#) permet de

- ✚ Étude de l'effet du niveau de pression sur le coefficient d'absorption, la résistance normalisée et la réactance normalisée d'un liner

- ✚ Étude de l'effet du diamètre de perforation sur le coefficient d'absorption, la résistance normalisée et la réactance normalisée d'un liner pour un de niveau de pression donné
- ✚ Étude de l'effet taux de perforation sur le coefficient d'absorption, la résistance normalisée et la réactance normalisée d'un liner pour un de niveau de pression donné
- ✚ Étude de l'effet de la profondeur de cavité

Sous l'onglet «Sensitivity analysis», on peut faire une étude de sensibilité sur les liners SDOF, DDOF, SDOF sous écoulement rasant. On peut aussi faire une étude de sensibilité pour les cas précédents mais avec des paramètres adimensionnels.



En cliquant sur Liner SDOF, on peut faire l'étude de sensibilité avec l'interface graphique de la figure A.8. Le code donne les indices de sensibilité des paramètres d'entrée et les valeurs moyennes des sorties avec les écarts-types.

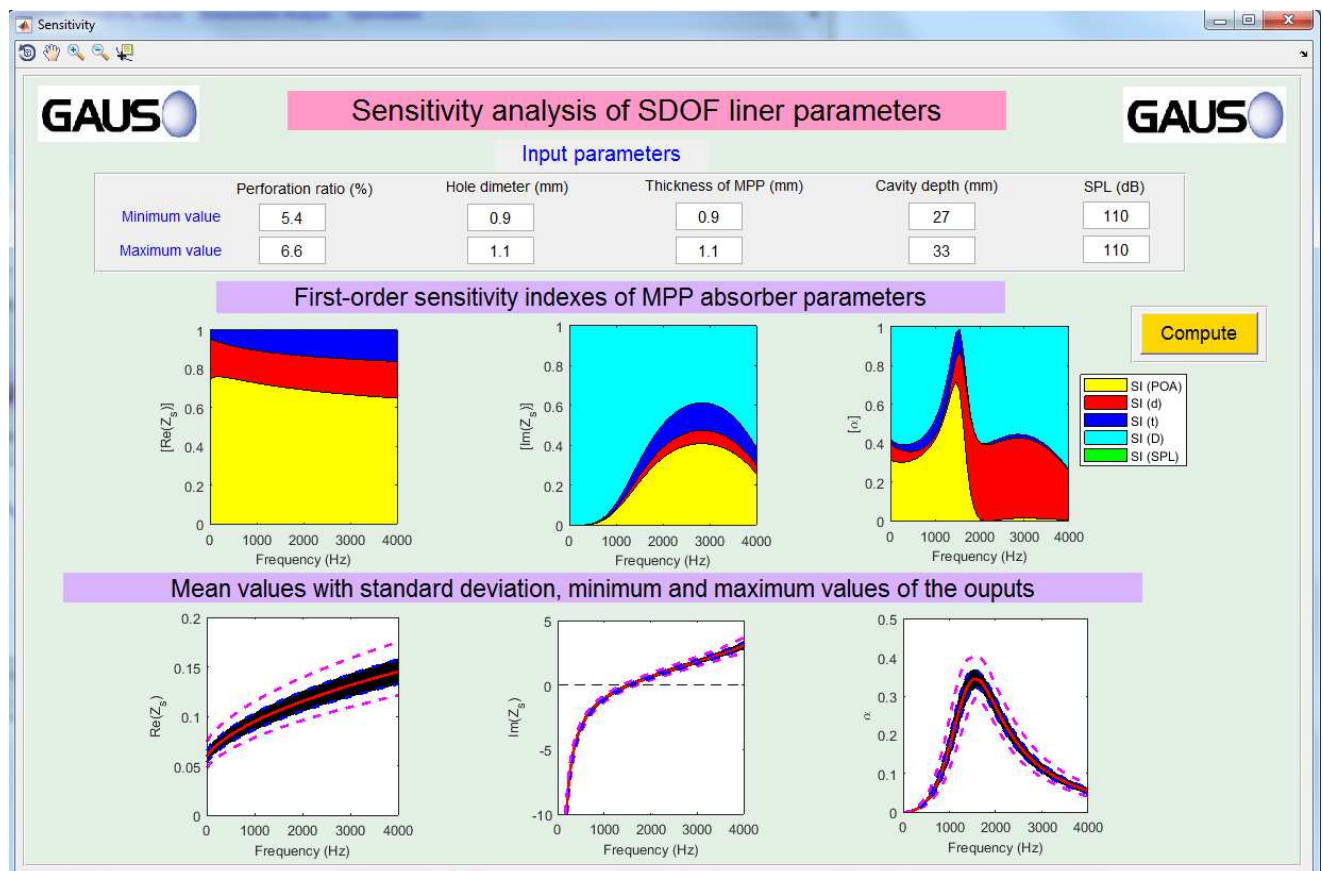


Figure A.8 Étude de sensibilité

On peut aussi vérifier la plage du diamètre de perforation, de l'épaisseur de la plaque et du taux de perforation pour une absorption maximale du liner à une fréquence donnée pour un niveau de pression donné grâce à l'interface de la [figure A.9](#). Cela permet de faire un choix de ces paramètres pour un design spécifique du liner.

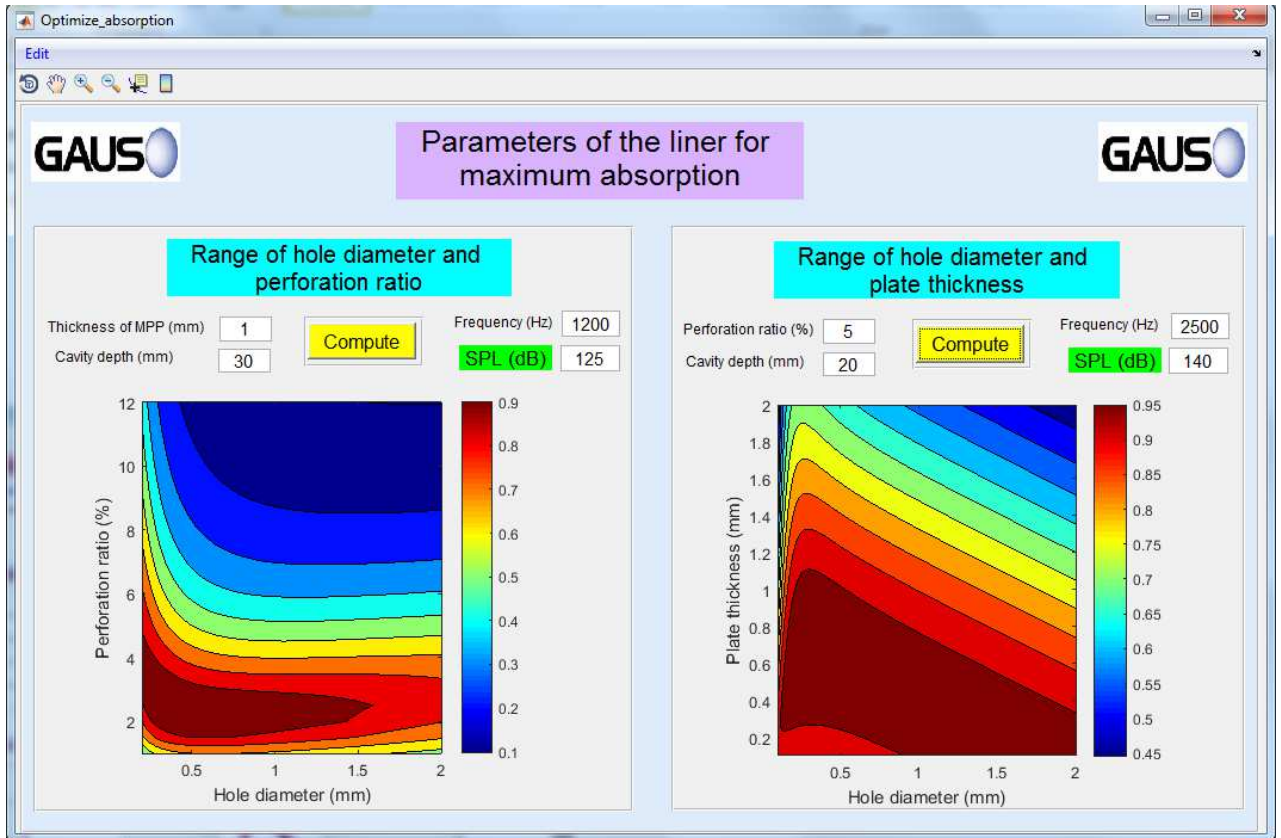


Figure A.9 optimisation du liner SDOF

Ceci a été un résumé de quelques interfaces graphiques du code.

Annexe 2

B.1 Banc de test G2F2 (GAUS Grazing Flow Facility)

Le banc de test G2F2 montré sur la [figure B.1](#) permet de caractériser les traitements acoustiques en incidence rasante. Le tube est de section carrée de côté 50.8 mm. Quatre microphones sont utilisés pour mesurer entre autres la matrice de transfert et la perte par transmission des échantillons. Les micros sont montés deux par deux de part et d'autre de l'échantillon. La distance entre micro 1 et 2 est la même que celle entre micro 3 et 4 et elle est de 25.4 mm.

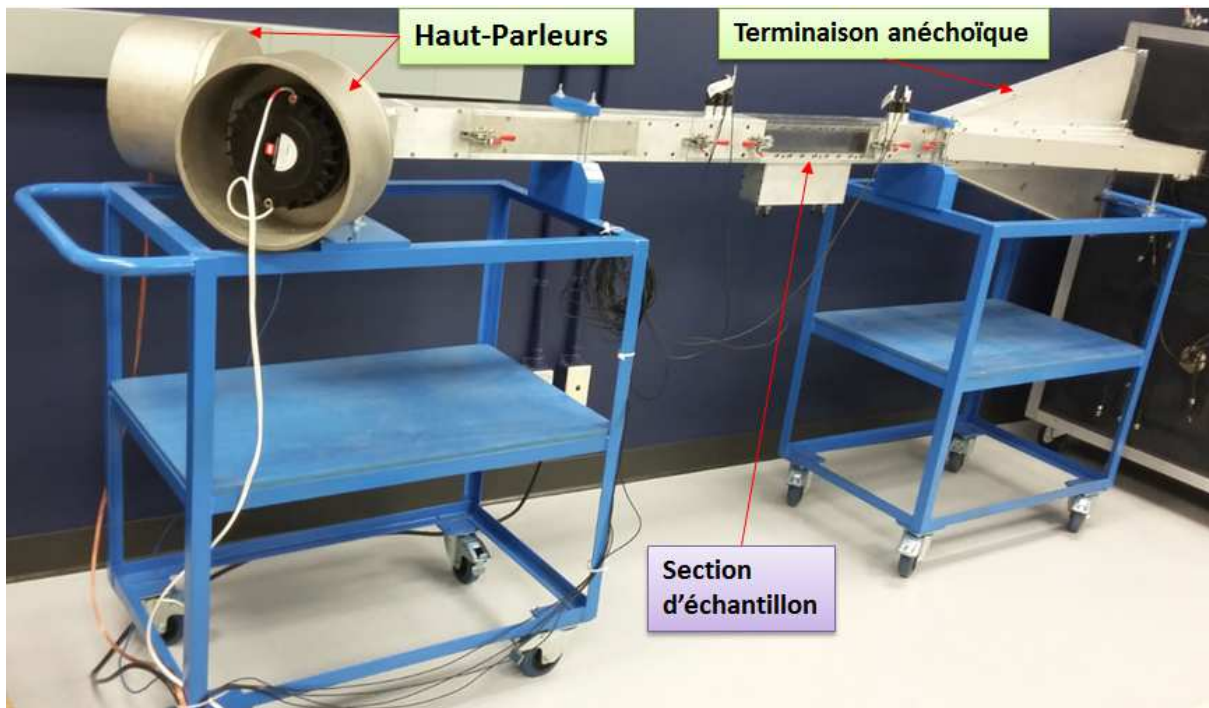


Figure B.1 Banc de test G2F2

La [figure B.2](#) montre le schéma de montage du banc G2F2 pour les mesures. Deux hauts parleurs BMS 4591 sont montés du côté gauche du banc et le côté droit représente la terminaison anéchoïque.

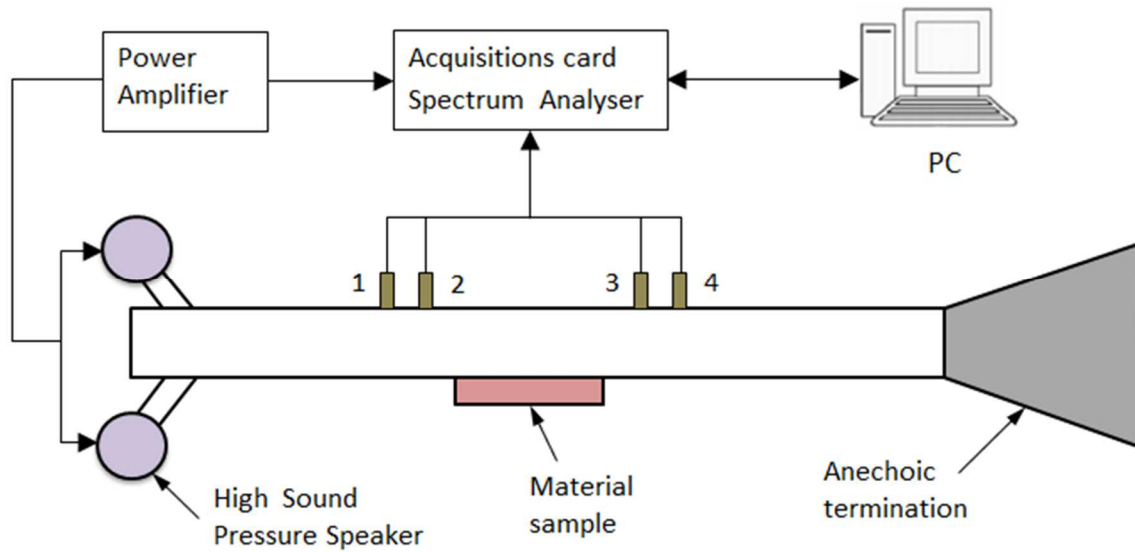


Figure B.2 : Schéma de montage du banc de test G2F2

La [figure B.3](#) montre un des haut-parleurs BMS 4591 utilisés sur le banc



Figure B.3 Haut-parleur sur le banc G2F2

La [figure B.4](#) représente la section pour le montage de l'échantillon à tester. La longueur de l'échantillon est de 254 mm et sa largeur est 50.8 mm. Un piston réglable est monté derrière l'échantillon et permet de régler la cavité en arrière de l'échantillon.



Figure B.4 Section pour l'échantillon

Sur la [figure B.5](#), on montre la terminaison anéchoïque



Figure B.5 Terminaison anéchoïque

Des exemples d'échantillons testés sur le banc sont présentés sur la [figure B.6](#)

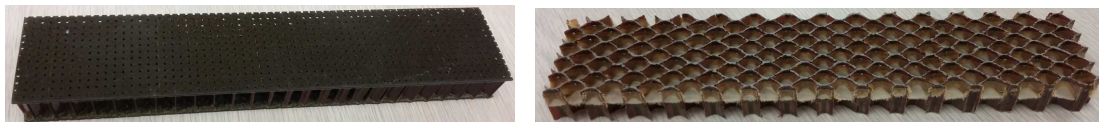


Figure B.6 Exemples d'échantillons

La procédure des tests est décrite dans la ASTM E2611-09 [80] et les mesures sont réalisées selon cette norme

B.2 Mesure de la résistance à l'écoulement des plaques micro-perforées et des écrans

■ La loi de Forchheimer

La relation entre la résistance à l'écoulement du matériau et la vitesse est décrite par la loi de Forchheimer

$$\sigma = \sigma_0 + \eta_0 u_{dc} + \eta_0 u_{dc}^2 + \eta_0 u_{dc}^3 + \dots \quad (\text{B.1})$$

Où σ_0 est une résistance à l'écoulement linéaire valable pour des vitesses de fluide faibles, η_i sont les coefficients de Forchheimer et u_{dc} la vitesse de l'écoulement d'air.

La résistance à l'écoulement σ est généralement approché par

$$\sigma = \sigma_0 + \eta_0 u_{dc} \quad (\text{B.2})$$

Les coefficients de Forchheimer sont obtenus par des mesures expérimentales réalisées à l'aide du résistivimètre à hauts débits présenté sur la [figure B.7](#)



Figure B.7 Résistivimètre à hauts débits

La [figure B.8](#) montre une plaque micro-perforée qui a été testée sur le résistivimètre à hauts débits. Le diamètre de perforation de la plaque est 1.5 mm, le taux de perforation est 8.15% et l'épaisseur est de 1 mm.

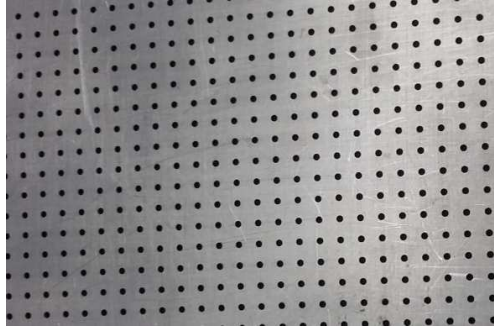


Figure B.8 Plaque micro-perforée

La résistance normalisée de la plaque et sa résistivité en fonction de la vitesse de l'écoulement sont présentées sur les [figures B.9](#) et [B.10](#).

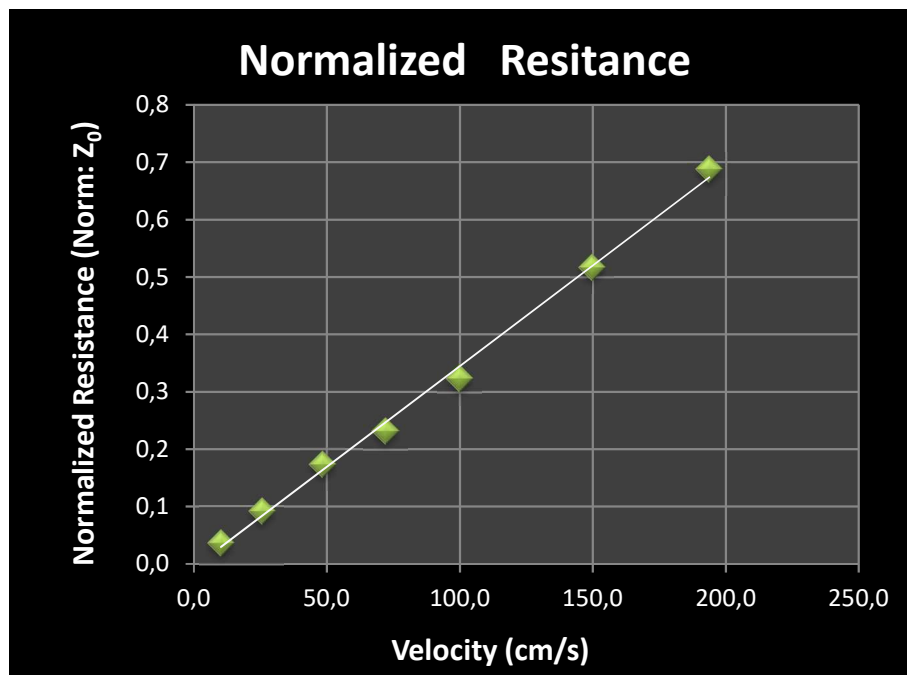


Figure B.9 Résistance normalisée de la plaque micro-perforée

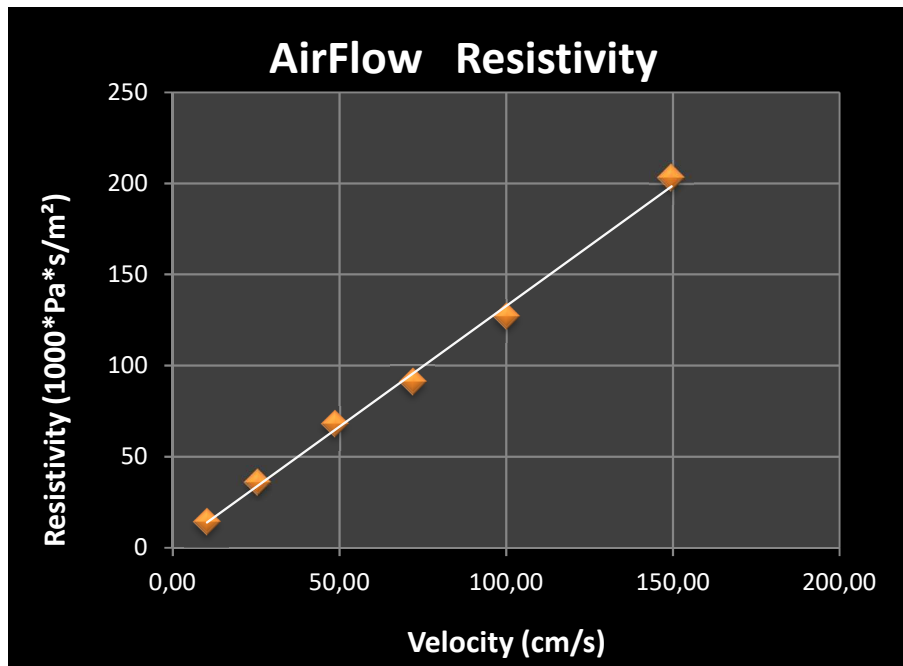


Figure B.10 Résistivité de la plaque micro-perforée

La résistance de la plaque varie linéairement en fonction de la vitesse.

B.3 Complément au chapitre 6

Dans la section 6.6 du chapitre 6, nous avons montré la contribution des écrans résistifs dans l'amélioration des performances acoustiques des liners. Pour une plaque micro-perforée avec un écran résistif collé dessus, nous avons montré que lorsque le taux de perforation de la plaque est faible, le liner n'est pas efficace et lorsque l'écran est trop résistif, le coefficient d'absorption en incidence normale décroît. Dans ce qui suit, on considère trois des écrans présentés dans le tableau 6.2 du chapitre 6 et les trois écrans sont indiqués dans le tableau B.1 avec leurs propriétés

Tableau B.1 Propriétés des écrans

	Thickness (mm)	Resistance per unit area
Screen B	0.16	0.76
Screen C	0.45	1.78
Screen D	0.45	7.58

En utilisant le banc de tests G2F2 présenté précédemment, on réalise des tests en incidence rasante pour évaluer l'effet de la résistance de chaque écran sur la matrice de

transfert et la perte par transmission. On considère une plaque micro-perforée de diamètre de perforation 1.6 mm, d'épaisseur 0.85 mm et du taux de perforation de 34.5%. La plaque mesure 254 mm x 50.8 mm de superficie. Chacun des écrans du tableau C.1 est collé sur cette plaque avec une profondeur de cavité de 16.4 mm et on fait les tests pour les trois échantillons. La [figure B.11](#) montre la matrice de transfert pour chaque écran. Le test est réalisé à 130 dB et la perte par transmission est montrée sur la [figure B.12](#)

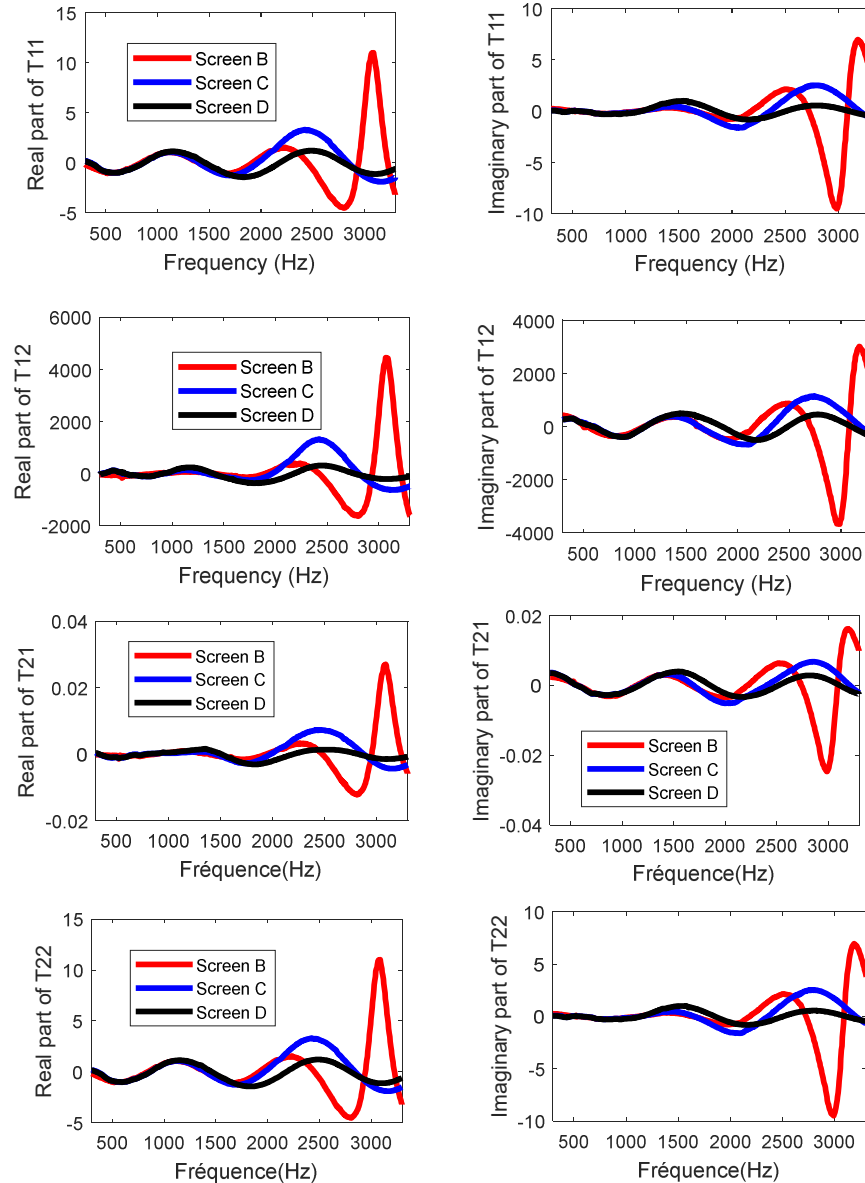


Figure B.11 Matrice de transfert

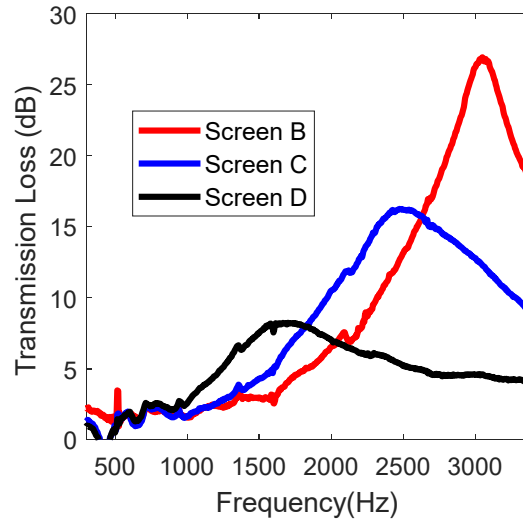


Figure B.12 Perte par transmission

La [figure B.12](#) montre que la perte par transmission a chuté lorsque la résistance de l'écran a augmenté. Avec un écran très résistif, le liner ne sera donc pas efficace en incidence rasante.

B.4 Propagation acoustique dans une conduite traitée

B.4.1 Les modèles de condition aux limites avec écoulement

B.4.1.1 Condition limite d'Ingard-Myers

Dans le cas d'un écoulement uniforme et glissant sur une surface plane d'impédance Z , Ingard [\[126\]](#) montre que la continuité de la vitesse et du déplacement acoustique ne sont pas équivalente. Ainsi, la condition d'Ingard-Myers [\[126-127\]](#) revient à imposer la continuité de la pression et du déplacement acoustique normal à travers une couche limite cisailée infiniment fine appelée *vortex sheet*. On considère la paroi suivante traitée par un matériau absorbant et en présence d'un écoulement rasant. On exprime la condition à la limite non pas directement à la paroi, mais à une distance $y = \delta_y$ de cette dernière

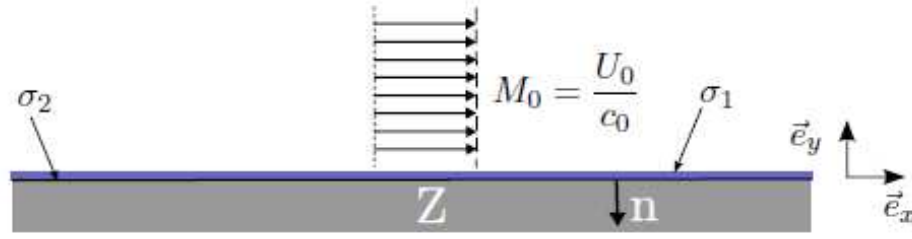


Figure B.13 Propagation dans une conduite avec écoulement

On définit alors une interface qui sépare le domaine fluide (en mouvement) du domaine solide près de la paroi du conduit ; σ_1 situé en $y = \delta_y$ et σ_2 situé en $y = 0$, définissent les frontières de la couche limite près de la paroi. La condition limite d'Ingard-Myers découle de la continuité du déplacement acoustique normal ξ_y lorsque $\delta_y \rightarrow 0$, On a ainsi

$$\xi_y|_{\sigma_1} = \xi_y|_{\sigma_2} \quad (\text{B.3})$$

On relie la vitesse acoustique v_y au déplacement acoustique ξ_y , tous deux normaux à la paroi traitée, exprimés à la frontière de la région où l'écoulement est uniforme et à la paroi par :

$$v_y|_{\sigma_1} = -j\omega \xi_y|_{\sigma_1} \quad (\text{B.4})$$

$$v_y|_{\sigma_2} = \left(-jk + M_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \xi_y|_{\sigma_2} \quad (\text{B.5})$$

En introduisant la définition de l'impédance à la paroi donnée par

$$Z = - \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p(x, 0)}{v(x, 0) \cdot n} \Big|_{\sigma_2} \quad (\text{B.6})$$

Avec \mathbf{n} la normale rentrante à la surface du matériau et en utilisant l'équation de quantité de mouvement suivant la direction y donnée par $\left(-jk + M_0 \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial p}{\partial y}$, on trouve la condition limite qui s'applique à l'interface fluide/paroi

$$\frac{\partial p(x, y)}{\partial y} = \frac{1}{jkZ} \left(-jk + M_0 \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 p(x, y), \text{ pour } y = \delta_y \rightarrow 0 \quad (\text{B.7})$$

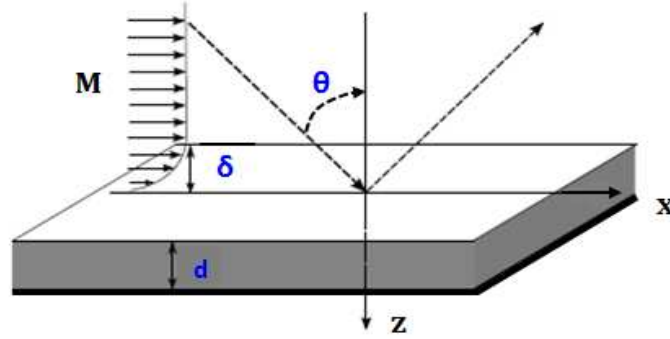


Figure B.14 Épaisseur de la couche limite

La matrix d'interface pour la condition d'Ingard-Myers s'écrit :

$$I_{Myers} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1 + M \cos \theta} \end{pmatrix} \quad (B.8)$$

Cette condition limite constitue aujourd'hui la référence pour l'étude de la propagation acoustique dans les guides traités en présence d'écoulement car l'absence d'information sur la géométrie de la couche limite la rend facile à implémenter. Cependant, il a été mis en évidence que l'application de la condition d'Ingard-Myers peut générer une instabilité de surface le long du traitement qui croît de façon exponentielle dans le temps et cela est dû au changement brutal de la vitesse d'écoulement au niveau du traitement. Pour pallier à ces problèmes d'instabilité, Brambley, Rienstra et Auregan [128-133] ont alors proposé une régularisation de la condition d'Ingard-Myers

B.4.1.2 Condition limite de Brambley

Brambley [128-130] propose une correction de la condition d'Ingard-Myers en considérant une couche limite d'épaisseur δ dans les expressions asymptotiques de la pression et de la vitesse normale. Dans cette condition, l'épaisseur de la couche limite ainsi que le profil de la vitesse dans la couche limite sont pris en compte. La viscosité est négligée dans cette condition limite. La matrice d'interface s'écrit :

$$I_{Brambley} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{-j\delta\omega}{3c_0} \frac{M \cos \theta (3 + M \cos \theta)}{(1 + M \cos \theta)} \\ \frac{j\delta\omega}{c_0} \frac{M (\cos \theta)^3}{(1 + M \cos \theta)^2} & \frac{1}{1 + M \cos \theta} \end{pmatrix} \quad (B.9)$$

B.4.1.3 Condition limite de Rienstra et Darau

La troisième condition limite prenant en compte l'épaisseur de la couche limite est proposée par Rienstra et Darau [131-132] pour un écoulement non visqueux et incompressible. La matrice d'interface est :

$$I_{RD} = \begin{pmatrix} 1 & I_{12} \\ \frac{j\delta\omega M (\sin\theta)^2 (1-\sigma(1+M \cos\theta))}{c_0 (1+M \cos\theta)^2} & \frac{1}{1+M \cos\theta} \end{pmatrix} \quad (B.10)$$

Avec

$$I_{12} = \frac{-j\delta\omega}{c_0 (1+M \cos\theta)} \left[(1+M \cos\theta)(1-\sigma) - \cos\theta(1-2\sigma) + \frac{(\cos\theta)^2}{(1+M \cos\theta)} \left(\frac{1}{3} - \sigma \right) \right]$$

B.4.1.4 Condition limite d'Auregan et al

L'effet de la viscosité est pris en compte. Cette condition limite [133] dépend du ratio des épaisseurs des couches limites acoustiques et hydrodynamiques β_v . La matrice d'interface est donnée par :

$$I_{Auregan} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1+(1-\beta_v)M \cos\theta} \end{pmatrix} \quad (B.11)$$

Le traitement est constitué d'une mousse métallique en nickel-chrome exposée à une vitesse d'écoulement de 0.2 Mach. Le modèle de Delany et Bazley [125] est utilisé pour le traitement. On compare deux conditions aux limites

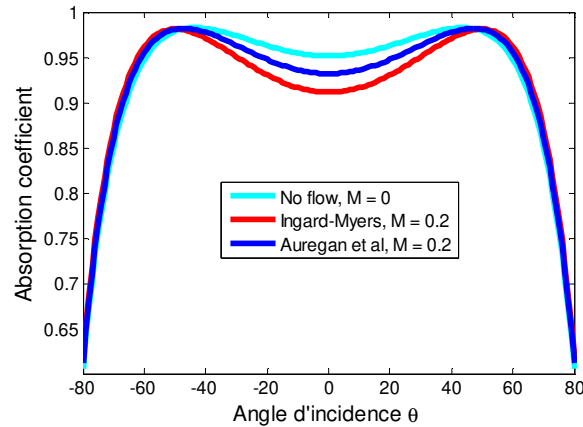


Figure B.15 Coefficient d'absorption (Matériau: $\sigma = 30500 \text{ N.s/m}^4$, $D=4\text{cm}$), $f=2000 \text{ Hz}$

On considère la mousse dont les propriétés sont données comme suit

Tableau B.2 Propriétés du poreux

σ (N.s/m ⁴)	ϕ (%)	α_∞	Λ (μ m)	Λ' (μ m)
30000	0.98	1.2	60	80

En utilisant le modèle de Johnson Champoux Allard [3] pour la mousse métallique avec un angle d'incidence θ nul

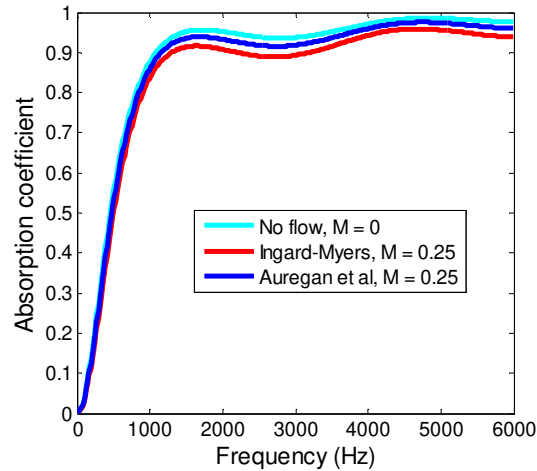


Figure B.16 Coefficient d'absorption pour $M=0.25$, $D=4\text{cm}$

Le traitement est maintenant un liner, le modèle d'impédance non linéaire avec écoulement d'air tangentiel est utilisé pour la plaque micro perforée ($d=1.5$ mm, $t=1$ mm, $\phi=5.3\%$), la profondeur de cavité est $D=40\text{mm}$

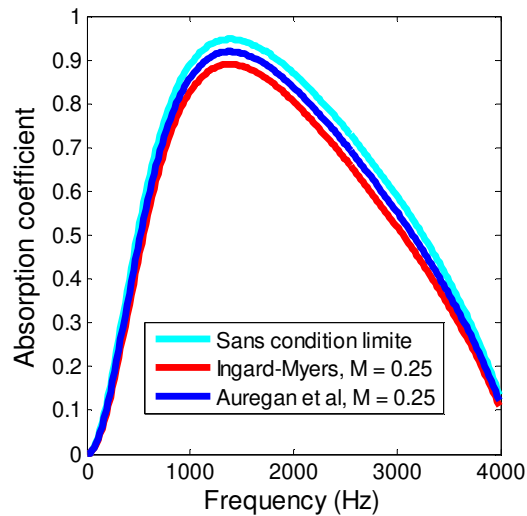


Figure B.17 Coefficient d'absorption pour $\text{SPL} = 120$ dB, $M = 0.25$

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Nouredine Atalla, Franck Sgard, Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models, *Journal of Sound and Vibration* 303 (2007) 195–208.
- [2] N. Atalla, F. Sgard, Y. Atalla, On the modeling of perforated plates and screens, 12th ICSV, Lisbon, July 2005.
- [3] J.F. Allard and N. Atalla, Propagation of Sound in Porous Media: Modeling Sound Absorbing Materials, Second edition, Wiley, UK, 2009.
- [4] H. Dhifaoui, N. Atalla, R. Panneton, C.K. Amedin, A non-linear impedance model for acoustic liners, Inter noise Congress, Ottawa, Canada, August 2009.
- [5] D.Y. Maa, Potential of microperforated panel absorber, *Journal of the Acoustical Society of America* 104 (5) (1998) 2861–2866.
- [6] I.B. Crandall, Theory of Vibrating Systems and Sound, Van Nostran, New York, 1926.
- [7] Rostand Tayong, Thomas Dupont, Philippe Leclaire, Experimental investigation of holes interaction effect on the sound absorption coefficient of panels under high and medium sound levels, *Applied Acoustics* 72 (2011) 777–784.
- [8] D.Y. Maa, microperforated panel at high sound intensity, Proceedings of Inter noise 94, Yokohama, Japan, 1994, pp. 1511–1514.
- [9] U. Ingard, S. Labate, Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices, *Journal of the Acoustical Society of America* 22 (2) (1950) 211–218.
- [10] U. Ingard, H. Ising, Acoustic non linearity of an orifice, *Journal of the Acoustical Society of America* 42 (1) (1967) 6–17.
- [11] U. Ingard, Absorption characteristics of nonlinear acoustic resonators, *Journal of the Acoustical Society of America* 44 (1968) 1155-1156.
- [12] A.W. Guess, Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance, *Journal of Sound and Vibration* 40 (1) (1975) 119-137.
- [13] T.H. Melling, The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels, *Journal of Sound and Vibration* 29 (1) (1973) 1-65.
- [14] I.J. Chang, A. Cummings, A time domain solution for the attenuation, at high amplitudes, of perforated tube silencers and comparison with experiment, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 122, No. 2, 1988, pp. 243-259.

- [15] A. Cummings, Acoustic nonlinearities and power losses at orifices, *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 6 (1984), pp. 786-792.
- [16] A. Cummings, Transient and multiple frequency sound transmission through perforated plates at high amplitude, *Journal of the Acoustical Society of America* 79 (4) (1986) 942-951.
- [17] R.E. Kraft, J. Yu, H.W. Kwan, Acoustic treatment design scaling methods, U.S. NASA Report No.CR-1999-209120, 2, 1999.
- [18] R.E. Kraft, Acoustic treatment design scaling methods. Volume 4: Numerical Simulation of the Nonlinear Acoustic Impedance of a Perforated Plate Single-Degree-of-Freedom Resonator Using a Time-Domain Finite Difference Method, U.S. NASA Report No.CR-1999-209120, 4, 1999.
- [19] A.S. Hersh, B.E. Walker, J.W. Celano, Helmholtz resonator impedance model. Part I: Nonlinear behavior, *AIAA Journal* 41 (5) (2003) 795-808.
- [20] R. Tayong, T. Dupont, P. Leclaire, On the variation of acoustic absorption peak with particle velocity in micro-perforated panels at high level of excitation, *Journal of the Acoustical Society of America* 127 (5) (2010) 2875-2882.
- [21] Soon-Hong PARK, A design method of micro-perforated panel absorber at high sound pressure environment in launcher fairings, *Journal of Sound and Vibration* 332 (2013) 521-535.
- [22] M.R. Stinson, The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross sectional shape, *Journal of the Acoustical Society of America* 89 (2) (1991) 550-558.
- [23] F. Mechel, I. Ver, Noise and Vibration Control Engineering: Principles and Applications, in: L. Beranek, I. Ver (Eds.), John Wiley and Sons, Inc, New York 1992, pp. 216-222.
- [24] P.M. Morse, K.U Ingard, Theoretical acoustics, McGraw Hill, New York, 1986, pp. 381-385.
- [25] L. Rayleigh, Theory of Sound II, Macmillan, New York, 1929.
- [26] B.T. Zinn, A theoretical study of nonlinear damping by Helmholtz resonators, *Journal of Sound and Vibration* 13 (3) (1970) 347-356.
- [27] J.F. Groeneweg, current understanding of Helmholtz resonator arrays as duct boundary conditions, Basic Aerodynamic Noise Research, NASA SP-207, Washington, D.C. U.S. government Printing Office, 357-368.

- [28] R.L. Panton, A.L. Goldman, Correlation of nonlinear orifice impedance, *Journal of the Acoustical Society of America* 60 (6) (1976) 1390–1396.
- [29] C. Malmay, S. Carbonne, Y. Auregan, V. Pagneux, Acoustic impedance measurement with grazing flow, 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2001), Maastricht, Netherlands, pp. 1-9, AIAA paper No. 2001-2193.
- [30] U. INGARD, On the theory and design of acoustic resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, 25 (6) (1953) 1037-1061.
- [31] R.E. Kraft, J. Wu and H.W. Kwan, Acoustic Treatment Design scaling Methods, Volume 2: Advanced Treatment Impedance Models for High Frequency Ranges, U.S. NASA Report No.CR-1999-209120, 2, 1999, pp. 48-62.
- [32] R.E. Mottsinger, R.E. Kraft, Design and performance of duct acoustic treatments, in: H.H. Hubbard (Ed.), *Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice Volume 2: Noise Control*, New York, 1995, pp. 165-206.
- [33] J.Y. Chung, D.A. Blaser, Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory, *Journal of the Acoustical Society of America* 68 (1980) 907–913.
- [34] J. Kang, H.V. Fuchs, Predicting the absorption of open weave textiles and membranes backed by an air space, *Journal of Sound and Vibration* 220 (5) (1999) 905–920.
- [35] Y.Y. Lee, E.W.M. Lee, C.F. Ng, Sound absorption of a finite flexible micro-perforated panel backed by an air cavity, *Journal of Sound and Vibration* 287 (2005) 227–243.
- [36] R.D. Ford, M.A. McCormic, Panel sound absorber, *Journal of Sound and Vibration* 10 (1969) 411–423.
- [37] T. Dupont, Transparence et absorption acoustique des structures micro perforées, PhD Thesis, Institut National des Sciences Appliquées, Lyon, 2002.
- [38] Benjamin S. Beck, Noah H. Schiller, Michael G. Jones, Impedance assessment of a dual-resonance acoustic liner, *Applied Acoustics* 93 (2015) 15–22.
- [39] L.E. Kinsler, A.R. Frey, Fundamentals of acoustics, Second edition, Wiley, New York, 1962, pp. 186-216.
- [40] G. W. Bielak, J. W. Premo, A. S. Hersh, Advanced Turbofan Duct Liner Concepts, U.S. NASA Report No.CR-1999-209002, 1999.

- [41] M. J. Moloney, Quality factors and conductances in Helmholtz resonators, *Am. J. Phys.* 72 (8) (2004) 1035–1039.
- [42] M. Ouisse, M. Ichchou, S. Chedly, M. Collet, On the sensitivity analysis of porous material models, *Journal of Sound and Vibration* 331 (2012) 5292–5308.
- [43] O. Doutres, M. Ouisse, N. Atalla, M. Ichchou, Impact of the irregular microgeometry of polyurethane foam on the macroscopic acoustic behavior predicted by a unit-cell model, *Journal of the Acoustical Society of America*, 136 (4) (2014), 1666–1681.
- [44] I. M. Sobol, Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their Monte Carlo estimates, *Mathematics and Computers in Simulation* 55 (1–3) (2001) 271–280.
- [45] J. H. Schaibly, K. E. Shuler, Study of the sensitivity of coupled reaction systems to uncertainties in rate coefficients. II. Applications, *The Journal of Chemical Physics* 59 (1973) 3879.
- [46] R. I. Cukier, J. H. Schaibly, K. E. Shuler, Study of the sensitivity of coupled reaction systems to uncertainties in rate coefficients. III. Analysis of the approximations, *The Journal of Chemical Physics* 63 (1975) 1140.
- [47] J. C. Helton, J. D. Johnson, C. J. Sallaberry, C. B. Storlie, Survey of sampling-based methods for uncertainty and sensitivity analysis, *Reliability Engineering & System Safety* 91 (10–11) (2006) 1175–1209.
- [48] H. C. Frey, S. R. Patil, Identification and review of sensitivity analysis methods, *Risk Analysis* 22 (3) (2002) 553–578.
- [49] A. Saltelli, R. Bolado, An alternative way to compute Fourier amplitude sensitivity test (FAST), *Computational Statistics & Data Analysis* 26 (4) (1998) 445–460.
- [50] A. Saltelli, T. H. Andres, T. Homma, Sensitivity analysis of model output: an investigation of new techniques, *Computational Statistics & Data Analysis* 15 (2) (1993) 211–238.
- [51] A. Saltelli, K. Chan, E.M. Scott, *Sensitivity Analysis*, Vol. 475, 2000, Wiley New.
- [52] E. Feder, L. W. Dean, Analytical and experimental studies for prediction noise attenuation in acoustically treated ducts for turbofan engines, NASA, CR-1373, 1969.
- [53] F. Mechel, P. Mertens, W. Schilz, *Research on Sound Propagation in Sound Absorbent Ducts with Superimposed Air Streams*, AMRL-TDR-62-140, vol. III, Physik, Inst, Univ. Gottingen, West Germany (1962).

- [54] B. Phillips, Effects of High Wave Amplitude and Mean Flow on a Helmholtz Resonator, NASA TM X-1582 (1968).
- [55] D. Ronneberger, The acoustic impedance of holes in the wall of flow ducts, *Journal of Sound and Vibration* 24 (1972) 133–150.
- [56] A. Goldman and R. L. Panton, Measurement of the acoustic impedance of an orifice under a turbulent boundary layer, *Journal of the Acoustical Society of America* 60 (1976) 1397–1404.
- [57] A. Goldman, C. H. Chung, Impedance of an orifice under a turbulent boundary layer with pressure gradient, *Journal of the Acoustical Society of America* 71 (1982) 573–579.
- [58] K. N. Rao and M. L. Munjal, Experimental evaluation of impedance of perforate with grazing flow, *Journal of Sound and Vibration* 108 (1986) 283–295.
- [59] J. W. Kooi and S. L. Sarin, An experimental study of the acoustic impedance of Helmholtz resonator arrays under a turbulent boundary layer, *AIAA Paper* 81-1998 (1981).
- [60] A. B. Bauer, Impedance theory and measurements on porous acoustic liners, *Journal of Aircraft* 14 (1977) 720–728.
- [61] A. S. Hersh, B. Walker, and M. Bucka, Effect of the grazing flow on the acoustic impedance of Helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices, *AIAA Paper*, 78–1124 (1978).
- [62] R. Kirby, A. Cummings, The impedance of perforated plates subjected to grazing gas flow and backed by porous media, *Journal of Sound and Vibration* 217 (1998) 619–636.
- [63] E. Feder, L. W. Dean, Analytical and experimental studies for prediction noise attenuation in acoustically treated ducts for turbofan engines, NASA, CR-1373, 1969
- [64] P. A. Nelson, N. A. Halliwell, P. E. Doak, Fluid Dynamics of a Flow Excited Resonance, Part I: Experiment, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 78, No. 1, 1981, pp. 15–38.
- [65] W. J. Worraker, N. A. Halliwell, Jet Engine Liner Impedance: an Experimental Investigation of Cavity Neck Flow/Acoustics in the Presence of a Mach 0.5 Tangential Shear Flow, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 103, No. 4, 1985, pp. 573–592.
- [66] E. J. Rice, A model for the acoustic impedance of a perforated plate with multiple frequency excitation, NASA, TM X-67950, 1971.

- [67] M. G. Jones and T. L. Parrott, Assessment of Bulk Absorber Properties for Multi-Layer Perforates in Porous Honeycomb Liners, AIAA-2006-2403, presented at 27th Aeroacoustics Conference, Cambridge, MA, May, 2006.
- [68] N. Hillereau, Suppression Characteristics of Acoustic Liners with Porous Honeycomb, Master's Thesis from University of Cincinnati, 2004.
- [69] H.C. Lester, J.S. Preisser, T.L. Parrott, Design and Flight Test of a Kevlar Acoustic Liner, *Journal of Aircraft*, Vol. 21, No. 7, 1984, pp. 491-497.
- [70] J. Zou, Y. Shen, J. Yang and X. Qiu, A note on the prediction method of reverberation absorption coefficient of double layer micro perforated membrane, *Applied Acoustics* 67 (2006) 106–111.
- [71] Xiaoyu Wang and Xiaofeng Sun, A new segmentation approach for sound propagation in non-uniform lined ducts with mean flow, *J. Sound Vib.* 330, 2369–2387 (2011).
- [72] T. Tsuji, T. Tsuchiya and Y. Kagawa, Finite element and boundary element modelling for acoustic wave transmission in mean flow medium, *J. Sound Vib.* 255 (5), 849-866 (2002).
- [73] W. P. Bi, V. Pagneux, D. Lafarge and Y. Auregan, Modelling of sound propagation in a non-uniform lined duct using a Multi-Modal Propagation Method, *J. Sound Vib.* 289, 1091–1111 (2006).
- [74] R. J. Astley and W. Eversman, A finite element method for transmission in non-uniform ducts without flow: comparison with the method of weighted residuals, *J. Sound Vib.* 57, 367–388 (1978).
- [75] Y. Ozyoruk and L. N. Long, Time-domain calculation of sound propagation in lined ducts with sheared flows, AIAA 1999–1817, 1999.
- [76] A. H. Nayfeh, J.E. Kaiser, R. L. Marshall and C. J. Hurst, A comparison of experiment and theory for sound propagation in variable area ducts, *J. Sound Vib.* 71, 241–259 (1980).
- [77] W. Rienstra and W. Eversman, A numerical comparison between the multiple-scales and finite-element solution for sound propagation in lined flow ducts, *J. Fluid Mechanics* 437, 367–384 (2001).
- [78] M. L. Munjal, Acoustics of ducts and mufflers with application to exhaust and ventilation system design, John Wiley and Sons, 1987.

- [79] B. Nennig, E. Perrey-Debain, M. B. Tahar, A mode matching method for modeling dissipative silencers lined with poroelastic materials and containing mean flow, *J. Acoust. Soc. Am.* 128 (6), 3308–3320 (2010).
- [80] ASTM E2611-09, Standard Test Method for Measurement of Normal Incidence Sound Transmission of Acoustical Materials Based on the Transfer Matrix Method, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, USA, 2014.
- [81] R. Kirby, Simplified techniques for predicting the transmission loss of a circular dissipative silencer, *J. Sound Vib.* 243, 403–426 (2001).
- [82] Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) Rapport annuel (Rapport technique), 2010.
- [83] NASA (1999) Making future commercial aircraft quieter - Glenn effort will reduce engine noise. NASA Facts numéro FS-1999-07-003-GRC.
- [84] Lidoine S., Terrasse I., Abboud T. and Bennani A., Numerical Prediction of SDOF-Perforated Plate Acoustic Treatment Impedance. Part 1: Linear Domain, *AIAA Paper 2007-3717*, 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007
- [85] Roche, J.M. Simulation numérique de l'absorption acoustique de matériaux résonants en présence d'écoulement. Thèse de doctorat, Université du Maine: Le Mans, France, 2011.
- [86] Andrew K., Acoustic liners for modern aero-engine, Rolls-Royce, 2003
- [87] M. G. Jones, T. L. Parrott, Assessment of Bulk Absorber Properties for Multi-Layer Perforates in Porous Honeycomb Liners, 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2006-2403, pages 1-21
- [88] C. MALMARY, Étude théorique et expérimentale de l'impédance acoustique de matériaux en présence d'un écoulement d'air tangentiel, Thèse de doctorat, Université du Maine, 2000.
- [89] Julien PRIMUS, Détermination de l'impédance acoustique de matériaux absorbants en écoulement par méthode inverse et mesures LDV, thèse de doctorat, université de Toulouse, 2012
- [90] R.T. Randeberg, Perforated Panel Absorbers with Viscous Energy Dissipation Enhanced by Orifice Design, PhD Thesis, Trondheim, 2000.
- [91] L. L. Beranek, I.L. Ver, Noise and Vibration Control Engineering, Second edition, Wiley, New Jersey, 2006, Chap. 8, pp 264-274

- [92] R.E. Mottson and R E Kraft. *"Design and Performance of Duct Acoustic Treatment", Chapter 14, Volume 2, Aeroacoustics of flight Vehicules: Theory and Practice*. NASA RP-1258, 1991.
- [93] Gerald W. Bielak, John W. Premo, Alan S. Hersh, Advanced Turbofan Duct Liner Concepts, NASA Report, CR-1999-209002
- [94] J. Julliard, Problématique des matériaux absorbants sonores pour applications sur turboréacteur, ONERA, Snecma Moteurs, 2003
- [95] Asif A. Syed, Fumitaka Ichihashi, Clark R. Smith, Earl Ayle , Development of the Acousti-CapTM technology for double layer acoustic liners in aircraft engine nacelles, SAE International, Paper Number 07ATC-43
- [96] <http://www.hexcel.com/products/aerospace/aacousti-cap>
- [97] M. J. T. SMITH, *Aircraft noise*, Cambridge University Press, 1989
- [98] Hersh A.S. and Tso J., Extended Frequency Range Helmholtz Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93, p. 2256-2267, 1993.
- [99] Bigg G.R., The Three Dimensional Cavity Resonator, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 85, p. 85-103, 1982
- [100] Chanaud R.C., Effects of Geometry on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 178(3), p. 337 348, 1994
- [101] Chanaud R.C., Effects of Geometry on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators – Part II, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 204(5), p. 829-834, 1997
- [102] Rayleigh J.W.S., On the Theory of Resonators, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1870
- [103] Rayleigh J.W.S., The Theory of Sound, *Macmillan Co., London*, vol. 2, 1878
- [104] Morfey C.L., Acoustic Properties of Openings at Low Frequencies, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 9, p. 357-366, 1969
- [105] Panton R.L. and Miller J.M., Resonant Frequencies of Cylindrical Helmholtz Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 57, p. 1533-1535, 1975

- [106] Gallas Q., Holman R., Nishida T., Carroll B., Sheplak M. and Cattafesta L., Lumped Element Modeling of Piezoelectric-Driven Synthetic Jet Actuators, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, vol. 41(2), p. 240-247, 2003
- [107] Michael R. Stinson, The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross sectional shape, *Journal of the Acoustical Society of America* 89 (2)(1991) 550-558.
- [108] C. Zwikker and C. W. Kosten, *Sound Absorbing Materials* (Elsevier Amsterdam 1949), Chap. 2
- [109] Abderrazak Omrani, Imad Tawfiq, Vibro-acoustic analysis of micro-perforated sandwich structure used in space craft industry, *Mechanical Systems and Signal Processing* 25 (2011) 657–666
- [110] J.F. Allard, *Propagation of Sound in Porous Media*, Elsevier, London, 1993
- [111] L .L. Beranek, I.L. Ver, *Noise and Vibration Control Engineering*, Wiley, New York, 1992
- [112] CUMMING A., EVERSMAN W, High amplitude acoustic transmission through duct terminations: theory. *Journal of Sound and Vibration* 1983, vol. 91, n°4, p 503-518.
- [113] SALIKUDDIN M. Acoustic behavior of orifice plates and perforated plates with reference to low- frequency sound absorption & Non-Linear effects in finite amplitude wave propagation through orifice plate and perforated plate terminations. *J. Sound Vib.*, 1989, vol.139, n°3, p 361-405.
- [114] ASTM E1050-98, Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones and a Digital Frequency Analysis System. American Society for Testing and Materials: West Conshohocken, USA, 1998.
- [115] P. D. DEAN, *An in situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts*, *Journal of Sound and Vibration*, 34 (1974), pp. 97–130.
- [116] Mohamed Hédi Mamlouk, Nouredine Atalla, Conception et fabrication d'un banc de mesure en vue de la caractérisation des traitements acoustiques pour les nacelles de turboréacteurs, mémoire de maîtrise génie mécanique , université de Sherbrooke, 2014
- [117] M. Lavieille, F. Simon, F. Micheli, Measurement of liner acoustic impedance in a shear layer of a subsonic flow by Laser Doppler Velocimetry, symposium on the acoustic of Poro-Elastic Materials, 2005

- [118] Leroux M, *Propagation acoustique en conduit traité: Influence de l'écoulement sur la propagation avec impédance de paroi*. Thèse de doctorat, Université du Maine: Le Mans, France, 2005 p135
- [119] Elnady T, Modeling and characterization of perforates in lined ducts & mufflers, VDM Verlag Dr. Müller, 2009, paper IV
- [120] W. R. WATSON, M. G. JONES ET T. L. PARROTT, *Validation of an impedance education method in flow*, in: Proceedings of the 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, no 98-2279, AIAA, 1998.
- [121] Y. ÖZYÖRÜK, L. N. LONG ET M. G. JONES, *Time-domain numerical simulation of a flow-impedance tube*, Journal of Computational Physics, 146 (1998), pp. 29–57.
- [122] M. G. JONES, W. R. WATSON ET T. L. PARROTT, *Design and evaluation of modifications to the NASA Langley Flow Impedance Tube*, in: Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, no 2004-2837, AIAA, 2004.
- [123] H. Huisman R. Nijboer E. Rademaker, S. Idzenga and S. Sarin. A new facility for hot stream acoustic liner testing, *National Aerospace Laboratory NLR*, Vol. 14, No.1: NLR-TP-2003-202, 2003.
- [124] Olivier Robin, Alain Berry, Olivier Doutres, and Nouredine Atalla, Measurement of the absorption coefficient of sound absorbing materials under a synthesized diffuse acoustic field, *Acoustical Society of America* 136 (1), July 2014, JASA Express Letters
- [125] M. E. Delany and E. N. Bazley, Acoustical properties of fibrous absorbent materials, *Applied Acoustics* (3), 1970.
- [126] K. Ingard, “Influence of Fluid Motion Past a Plane Boundary on Sound Reflection, Absorption, and Transmission,” *Journal of the Acoustic Society of America* Vol. 31 No. 7 1959 pp 1035-1036.
- [127] M. Myers, “On the acoustic boundary condition in the presence of flow”, *Journal of Sound and Vibration* Vol. 71 No. 3 1980 pp 429–434.
- [128] E. J. Brambley. A well-posed modified Myers boundary condition. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, number AIAA Paper 2011-2736, pages 7–9, 2010.
- [129] E. J. Brambley. Fundamental problems with the model of uniform flow over acoustic linings. *Journal of Sound and Vibration*, 322(4) :1026–1037, 2009.

- [130] E. J Brambley. Viscous boundary layer effects on the Myers impedance boundary condition. In Proceedings of the 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, number 2009- 3241, 2009.
- [131] S. Rienstra, M. Darau, “Mean flow boundary layer effects of hydro dynamic instability of impedance wall,” *IUTAM Symposiumon Computational Aero-Acoustics for Aircraft Noise Prediction*, Southampton, UK, 2010.
- [132] S. Rienstra, M. Darau, “Boundary-layer thickness effects of the hydrodynamic instability along an impedance wall,” *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 671 2011 pp 559–573.
- [133] Y. Aurégan, R. Starbinski and V. Pagneaux “Influence of grazing flow and dissipation on the acoustic boundary condition at a lined wall”, *Journal of the Acoustic Society of America* Vol. 109 No. 1 2001 pp 59-64.